www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 7

De Philips heliumliquefactor

G. J. Haarhuis

Met de eentraps-koudgaskoelmachine, in 1954 in dit tijdschrift beschreven, verscheen er een installatie waarmee men gemakkelijk en efficiënt lucht en stikstof vloeibaar kon maken. Met de komst van de tweetrapsmachine, beschreven in 1964, werd de liquefactie van waterstof een eenvoudige zaak. Thans is als volgende stap een efficiënt werkende heliumliquefactor geconstrueerd, op basis van twee tweetraps-koudgaskoelmachines. Deze liquefactor, die het produkt is van nauwe samenwerking tussen een groep constructeurs van de Hoofdindustriegroep PIT en een groep onderzoekers van het Natuurkundig Laboratorium, is eenvoudig te bedienen en kan zeer onzuiver heliumgas verwerken.

Toen in 1963 een koudgaskoelmachine ter beschikking kwam waarmee met goed rendement koude geproduceerd kon worden bij 20 °K en waarmee zelfs 11 à 12 °K bereikt kon worden [1], was in principe de mogelijkheid geopend om op basis van een koudgaskoelmachine een heliumliquefactor te construeren. De inversietemperatuur van het Joule-Kelvin-effect van helium ligt tussen 40 °K en 50 °K, en het moest dus mogelijk zijn de laatste koelstap (tot 4,2 °K) te realiseren door middel van een smoorproces, juist als in de bestaande heliumliquefactors. De sterk toenemende vraag naar vloeibaar helium voor toepassing in wetenschap en techniek, en de voordelen, verbonden aan het gebruik van koudgaskoelmachines, waren aanleiding om de ontwikkeling van een dergelijke liquefactor ter hand te nemen. Mede dank zij de uitvinding in het Natuurkundig Laboratorium van een nieuw soort warmtewisselaars met zeer hoog thermisch rendement [2] en van de zg. smoor- of expansie-ejecteur [3], alsmede door toepassing van een nieuw soort compressor, uitgerust met zuigers met rolmembraan [4], is uit deze ontwikkeling een heliumliquefactor voortgekomen die een aantal bijzonder aantrekkelijke eigenschappen bezit. Het thermodynamisch ontwerp ervan is van ir. G. Prast van het Natuurkundig Laboratorium.

De nieuwe installatie, die zeer compact geconstrueerd is en in hoge mate automatisch werkt, levert ca. 10 liter vloeibaar helium per uur en kan, als het helium 2% lucht bevat, 100 uur achtereen werken zonder dat reiniging nodig is. Ook een nog aanzienlijk hoger luchtgehalte is voor de goede werking van de liquefactor geen bezwaar; voor een beperkte tijd is een luchtgehalte van 10% zelfs toelaatbaar. Gaat men uit van helium dat veel minder lucht bevat dan 2%, dan is de periode van continu functioneren aanmerkelijk langer dan 100 uur. Wanneer het liquefactieproces eenmaal op gang is, behoeft de operator alleen nog maar te zorgen voor de regelmatige aanvoer van heliumgas en voor de vervanging van volle opvangvaten door lege. Het rendement van de installatie is hoog: één liter vloeibaar helium kost slechts 2,8 kWh elektrische energie, hierbij inbegrepen de energie vereist voor het verwijderen van 2% lucht. In tegenstelling met andere liquefactors vereist de installatie geen toevoer van vloeibare stikstof, noch voor de voorkoeling noch voor de reiniging van het toegevoerde gas.

Ir. G. J. Haarhuis, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep PIT (Produkten voor Industriële Toepassing), Eindhoven.

[1] G. Prast, Een koudgaskoelmachine voor temperaturen tot 20 °K en lager, Philips techn. T. **26**, 1-11, 1964/65.

[2] G. Vonk, Een compacte warmtewisselaar met hoog thermisch rendement, Philips techn. T. **29**, 162-166, 1968 (no. 5).

[3] J. A. Rietdijk, De smoorejecteur, een nieuw element voor het bereiken van zeer lage temperaturen, Philips techn. T. **28**, 145-147, 1967 (no. 5).

[4] Voor het rolmembraan zie: J. A. Rietdijk, H. C. J. van Beukering, H. H. M. van der Aa en R. J. Meijer, Een hermetische stang- en zuigerafdichting voor grote drukverschillen, Philips techn. T. **26**, 345-354, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bouw en werking

In *fig. 1* vindt men een vereenvoudigd schema van de installatie. Een compressor comprimeert bij kamertemperatuur heliumgas van 2,5 bar tot 20 bar (gasstroom 2,5 g/s; 1 bar is vrijwel 1 atm). Het gecomprimeerde gas passeert de vijf gaaswarmtewisselaars H_1 t/m H_5 en de vriezers R_1 t/m R_4 van twee tweetraps-koudgaskoelmachines. In de laatste warmtewisselaar wordt een temperatuur van 7 °K bereikt. Ter vervanging van het helium dat in vloeibare toestand de installatie verlaat, wordt door de leiding S_1 heliumgas van 20 bar toegevoerd. Deze gasstroom passeert eerst alle vijf de warmtewisselaars en voegt zich dan bij de hoofdstroom (bij *Con*). Het koude gas expandeert in de smoorejecteur *EE* tot 2,5 bar en koelt daarbij door het Joule-Kelvin-effect verder af. Een groot deel van dit gas stroomt via de vijf warmtewisselaars H_5 t/m H_1 terug naar de compressor. Het geeft daarbij nagenoeg al zijn koude af aan de beide andere stromen die de warmtewisselaars passeren. Het deel van het koude gas dat niet terugstroomt, ondergaat in de smoorkraan *JK* een tweede expansie, nu naar een druk van 1 bar, waarbij een zekere fractie vloeibaar wordt. Gas en vloeistof stromen vervolgens naar het vat *C*, vanwaar het gas via de smoorejecteur naar de hoofdstroom terugkeert. Het gehele hier beschreven proces verloopt continu.

Gedurende de periode direct na het inschakelen wordt nog geen helium via S_1 toegevoerd. Er circuleert dan alleen gas door de twee leidingen die in H_1 t/m H_5 (fig. 1) resp. in het midden en links getekend zijn. De installatie koelt dan geleidelijk af. Wanneer tussen H_2 en H_3 de temperatuur gedaald is tot 80 °K, wordt deze aanloopperiode als geëindigd beschouwd en begint de gastoevoer via S_1. De daling van de in de installatie heersende druk ten gevolge van de afkoeling in de aanloopperiode, wordt gecompenseerd door toevoer van zuiver helium via S_2.

In de werkelijke opstelling wordt de functie van het vat *C* vervuld door een Dewar-vat waarin het geproduceerde vloeibare helium wordt opgevangen en bewaard. De binnen de punt-streeplijn getekende onderdelen bevinden zich in een ander Dewar-vat, de kryostaat. Dit vat staat met *C* in verbinding door middel van een speciaal geconstrueerde pijp, waarin de twee verbindingsleidingen coaxiaal zijn aangebracht.

Bijzonderheden

Vergelijkt men het schema van fig. 1 met dat van andere liquefactors, dan is het meest opvallende verschilpunt de aanwezigheid van de smoorejecteur *EE* (*fig. 2*). Deze werkt tegelijkertijd als smoorkraan en als een pomp, van het type van de waterstraal-

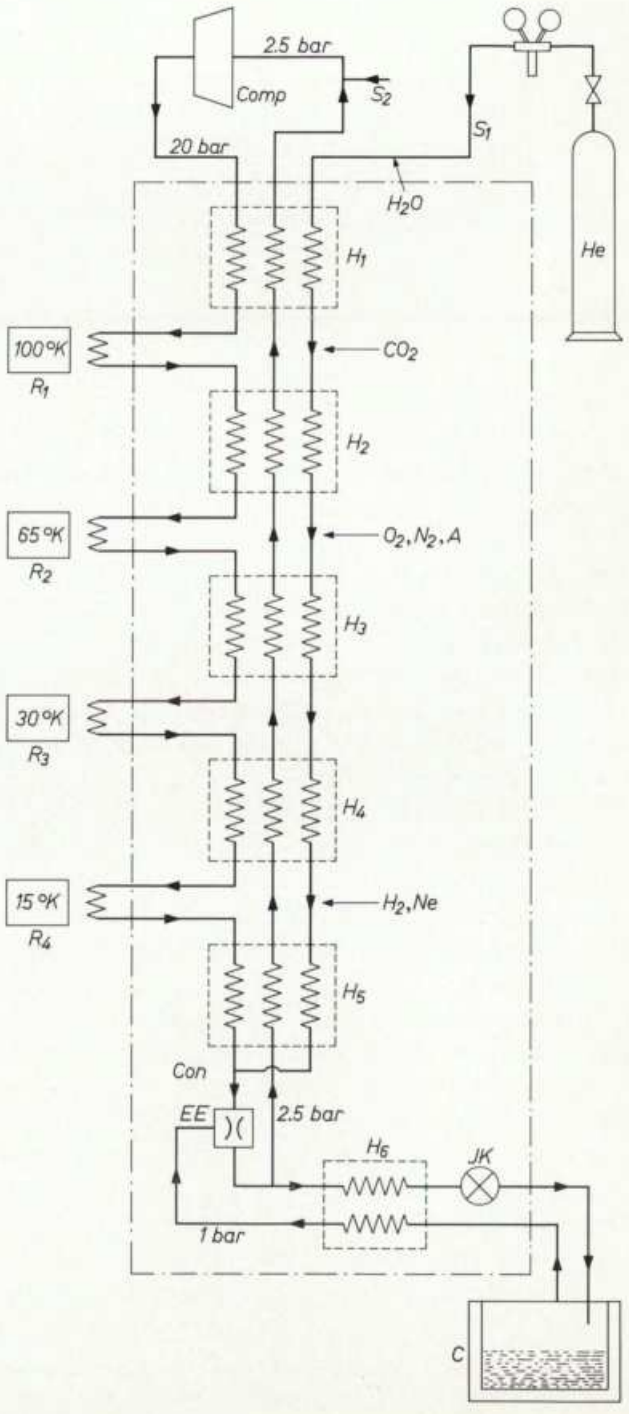


Fig. 1. Vereenvoudigd schema van de Philips heliumliquefactor. *Comp* compressor. R_1 t/m R_4 vier voorkoeltrappen, gerealiseerd met behulp van twee tweetraps-koudgaskoelmachines. H_1 t/m H_5 gaaswarmtewisselaars. *EE* smoorejecteur. *JK* smoorkraan. H_6 warmtewisselaar. *C* opvangvat voor vloeibaar helium. Er wordt regelmatig nieuw gas aan de opstelling toegevoerd via de leiding S_1; dit passeert de warmtewisselaars H_1 t/m H_5 en voegt zich daarna bij de hoofdstroom (bij *Con*). De verontreinigingen van het toegevoerde gas worden geëlimineerd op de plaats die met het desbetreffende chemische symbool is aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pomp: hij zuigt het heliumgas van 1 bar uit het vat *C* aan en brengt het weer op een druk van 2,5 bar. Dit is dus tevens de zuigdruk van de compressor, die daardoor veel kleiner kan zijn dan een compressor die het gas uit *C* zou moeten aanzuigen. Dit is belangrijk voor het rendement en bespaart bovendien ruimte.

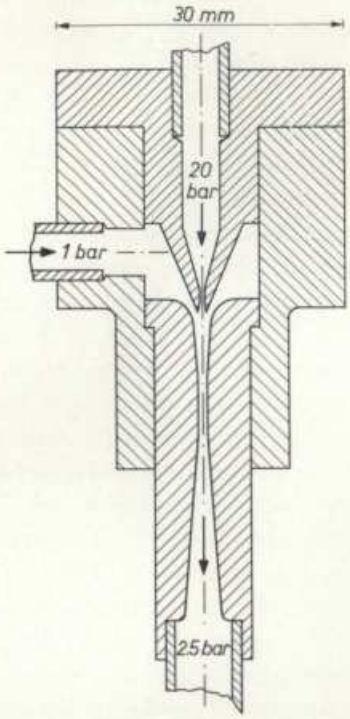


Fig. 2. Doorsnede van de smoorejecteur. Het van boven toestromende heliumgas (20 bar) expandeert tot 2,5 bar, waarbij een afkoeling optreedt (Joule-Kelvin-effect). Tevens wordt, via de links getekende opening, heliumgas van 1 bar aangezogen uit het opvangvat (*C* in fig. 1) en weer gecomprimeerd tot 2,5 bar.

Het gas dat van de ejecteur *EE* naar de smoorkraan *JK* stroomt (fig. 1) wordt in de warmtewisselaar H_6 gekoeld door het gas dat van het vat *C* naar de ejecteur terugstroomt. Het arriveert daardoor bij *JK* met een temperatuur van slechts 5,2 °K, wat tot gunstig gevolg heeft dat bij het smoren aldaar niet minder dan 60 à 70% van het gas vloeibaar wordt.

De twee tweetraps-koudgaskoelmachines waarmee de liquefactor is uitgerust, werken op verschillende temperaturen en bedienen zodoende *vier* voorkoeltrappen. Het gebruik van twee machines is nodig omdat met één machine van het gangbare type (A20) de wenselijk geachte produktie niet gehaald kan worden. Het opstellen van meer dan één machine levert echter ook nog twee belangrijke extra-voordelen op. In de eerste plaats bereikt men theoretisch bij het afkoelen van een stroom gas of vloeistof het hoogste rendement wanneer men aan het medium in elk stadium van het afkoelingsproces koude toevoert bij de temperatuur waarop het zich dan bevindt. Deze ideale situatie benadert men met koudetoevoer bij vier temperaturen — in casu 100, 65, 30 en 15 °K — aanzienlijk beter dan met één of twee. In de tweede plaats krijgt men, doordat op vier temperaturen koude geleverd kan worden, de mogelijkheid de verontreinigingen van het heliumgas (in hoofdzaak lucht) op een zeer doeltreffende wijze door adsorptie te verwijderen. Dit laatste bespreken we aanstonds nog afzonderlijk.

Een voor ons doel zeer gunstige eigenschap van de tweetrapsmachine is dat de koudeproduktie van de eerste trap — dat is die met de hoogste temperatuur — nauwelijks invloed heeft op die van de tweede (*fig. 3*). Men kan het dus zo inrichten dat een groot deel van de koude wordt geleverd bij de hoogste temperatuur, wat gunstig is voor het rendement.

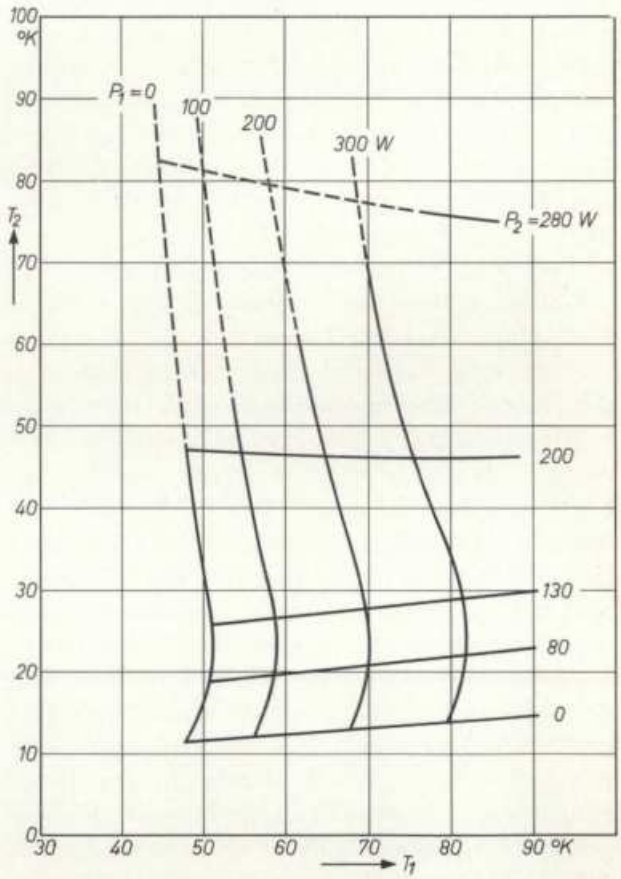


Fig. 3. Verband tussen de temperaturen T_1 en T_2 van resp. de eerste trap en de „kop" van een Philips tweetraps-koudgaskoelmachine A20, dat gevonden wordt als men het door de eerste trap geleverde koelvermogen P_1 varieert, terwijl dat van de kop (P_2) constant wordt gehouden, en omgekeerd (gemiddelde van metingen aan een aantal machines). Uit het verloop van de krommen kan men afleiden dat variatie van P_1 nauwelijks invloed heeft op het koelvermogen dat door de kop bij een bepaalde temperatuur wordt geleverd.

(De gestreepte stukken van de krommen corresponderen met situaties waarbij de kop minder koud is dan de andere trap; dergelijke situaties komen bij normaal gebruik van de machine natuurlijk niet voor.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We noemden reeds de speciaal voor deze liquefactor ontworpen compressor met rolmembranen. Deze compressor is van een type, ontworpen door ir. H. J. Verbeek van onze Hoofdindustriegroep, en zal binnenkort in een afzonderlijk artikel in dit tijdschrift worden behandeld. De rolmembranen vormen een hermetische afsluiting tussen de ruimten waarin zich het te comprimeren gas bevindt en de ruimten die olie bevatten. Dit laatste is van groot belang: zonder een olievrije compressor zou een installatie als de onderhavige niet lang continu kunnen werken.

Reiniging van het toegevoerde gas

Bij de temperatuur van vloeibaar helium zijn alle andere stoffen vast. Verontreinigingen van het toegevoerde gas moeten dus vóór het bereiken van deze temperatuur verwijderd zijn, anders kunnen ze verstoppingen veroorzaken. In de Philips heliumliquefactor gebeurt dit, zoals reeds werd opgemerkt, door *adsorptie*. De adsorbers bevinden zich op één na alle in de kryostaat, en wel ieder op de koudste plaats die mogelijk is in verband met de eis dat de desbetreffende verontreiniging zich nog in de gasfaze moet bevinden (vgl. fig. 1). In dit opzicht verschilt de nieuwe heliumliquefactor van alle bestaande: deze kunnen alleen helium verwerken dat van tevoren gezuiverd is en ten hoogste nog ca. 0,01 vol.% aan verontreinigingen bevat. Deze zuivering vereist het gebruik van vloeibare stikstof, wat in de Philips liquefactor geheel vermeden is.

Zoals uit fig. 1 valt af te lezen, werkt de adsorber die de *waterdamp* bindt bij kamertemperatuur. *Koolzuurgas* wordt gebonden door een adsorber die zich tussen de eerste en de tweede warmtewisselaar bevindt, alwaar een temperatuur van ca. 125 °K heerst. Beide adsorbers bevatten „moleculaire sponzen" (Engels: molecular sieves) en moeten, als het heliumgas dat door S_1 binnenkomt 2% lucht bevat en met waterdamp is verzadigd, éénmaal per 100 uur geregenereerd worden.

Zuurstof, *stikstof* en *argon* worden verwijderd tussen de tweede en de derde warmtewisselaar (temperatuur ca. 70 °K). Dit geschiedt door middel van twee adsorbers, bestaande uit actieve kool, die om de beurt 40 min in functie zijn. Wanneer de ene werkt, wordt de andere geregenereerd door de temperatuur te verhogen tot ca. 145 °K en het vrijkomende gas af te pompen. Het overschakelen geschiedt automatisch. Bevat het toegevoerde gas meer dan 2% lucht, dan wordt een deel daarvan in de tweede warmtewisselaar vloeibaar. Deze vloeistof wordt opgevangen en van tijd tot tijd automatisch uit de installatie verwijderd (zie hieronder).

Tussen de vierde en de vijfde warmtewisselaar, ten slotte, bevindt zich nog een kleine kooladsorber die waterstof en neon bindt; deze gassen zijn meestal slechts in zeer geringe hoeveelheid in het toegevoerde gas aanwezig. Ook deze adsorber kan 100 uur achtereen functioneren als het ruwe heliumgas 2% lucht bevat.

De beschreven adsorbers bevinden zich alle in de toevoerleiding (S_1-*Con*); het in de aanloopperiode circulerende gas gaat er dus niet doorheen. Voor het reinigen van dit gas is een afzonderlijke adsorber opgenomen tussen H_2 en H_3. Naarmate de temperatuur van de installatie lager wordt, bindt deze een groter deel van de eventueel aanwezige verontreinigingen, en op den duur circuleert er vrijwel zuiver helium.

Technische uitvoering

In *fig. 4* is schematisch weergegeven hoe de nieuwe liquefactor is uitgevoerd. *Fig. 5* is een overzichtsfoto van de installatie. De kryostaat, waarin zich de gaswarmtewisselaars, de ejecteur, de smoorkraan en de meeste organen voor de reiniging van het gas bevinden, is een geëvacueerd Dewar-vat (1-0,1 torr) van speciale constructie. Dit vat is door twee gekoelde, tweezijdig verzilverde stralingsschermen RS_1 en RS_2 in drie compartimenten verdeeld; deze schermen zetten zich voort in de hooggeëvacueerde ruimte tussen de beide wanden van het Dewar-vat. Ze worden ieder gekoeld door een vriezer van een der koelmachines en bevinden zich resp. op ca. 100 en ca. 30 °K. Door de toepassing van deze schermen is de warmteisolatie van het Dewar-vat nog aanzienlijk verbeterd. Het deel van een scherm dat zich tussen de wanden van het Dewar-vat bevindt en het deel in de open ruimte zijn in verband met de eis van uitneembaarheid niet vast met elkaar verbonden. Daar de delen brede randen hebben en de spleet daartussen nauw is (ca. 0,25 mm), is een voldoende warmteoverdracht door geleiding in het gas verzekerd.

De regeling van de smoorkraan *JK* geschiedt automatisch. Boven op de kryostaat bevindt zich een dubbele-balgconstructie (niet getekend in fig. 4), die in verbinding staat met de leiding die het helium bevat dat zojuist de smoorkraan gepasseerd is. De stand van de balg wordt bepaald door het verschil tussen de in die leiding heersende druk (normaal even boven 1 bar) en de druk van de buitenlucht. Neemt de druk in de leiding toe, dan drukt de balgconstructie de smoorkraan verder dicht; neemt die druk af, dan gaat de kraan verder open. Deze eenvoudige wijze van regelen blijkt in de praktijk goed te voldoen.

In het midden van fig. 4, naast de luchtadsorbers, ziet men een nog niet eerder genoemd onderdeel *Bl*. Dit gaat functioneren wanneer het aan de liquefactor toegevoerde heliumgas zo sterk met lucht is verontreinigd dat in de warmtewisselaar H_2 lucht condenseert. Deze vloeibare lucht wordt in *Bl* opgevangen en, wanneer het vloeistofniveau een zekere hoogte bereikt heeft, automatisch afgeblazen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

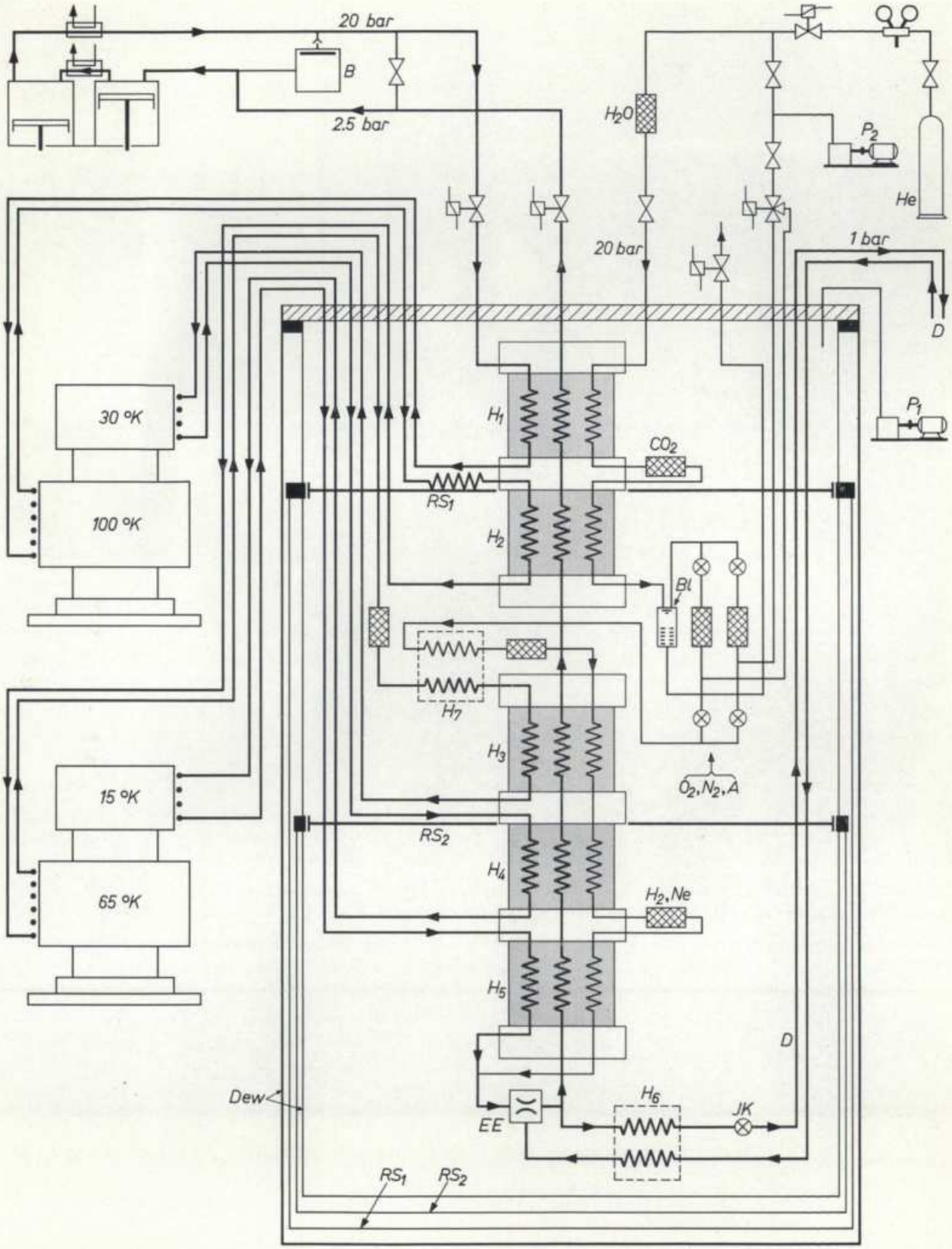


Fig. 4. Volledig constructieschema van de Philips heliumliquefactor. *Dew* wanden van Dewar-vat (kryostaat). RS_1 en RS_2 stralingsschermen resp. op ca. 100 °K en 30 °K. *D* aftappijp, waarin een leiding voor afvoer van het vloeibaar geworden helium en een voor het terugstromende gas. *B* buffervat. P_1 en P_2 vacuümpompen. De diverse adsorbers voor het verwijderen van verontreinigingen zijn weer aangeduid met het chemische symbool van het gas dat ze binden. *Bl* inrichting voor het opvangen en automatisch afblazen van vloeibare lucht; deze komt alleen in werking als het toegevoerde heliumgas zeer onzuiver is (zie ook fig. 6). De overige letters hebben dezelfde betekenis als in fig. 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

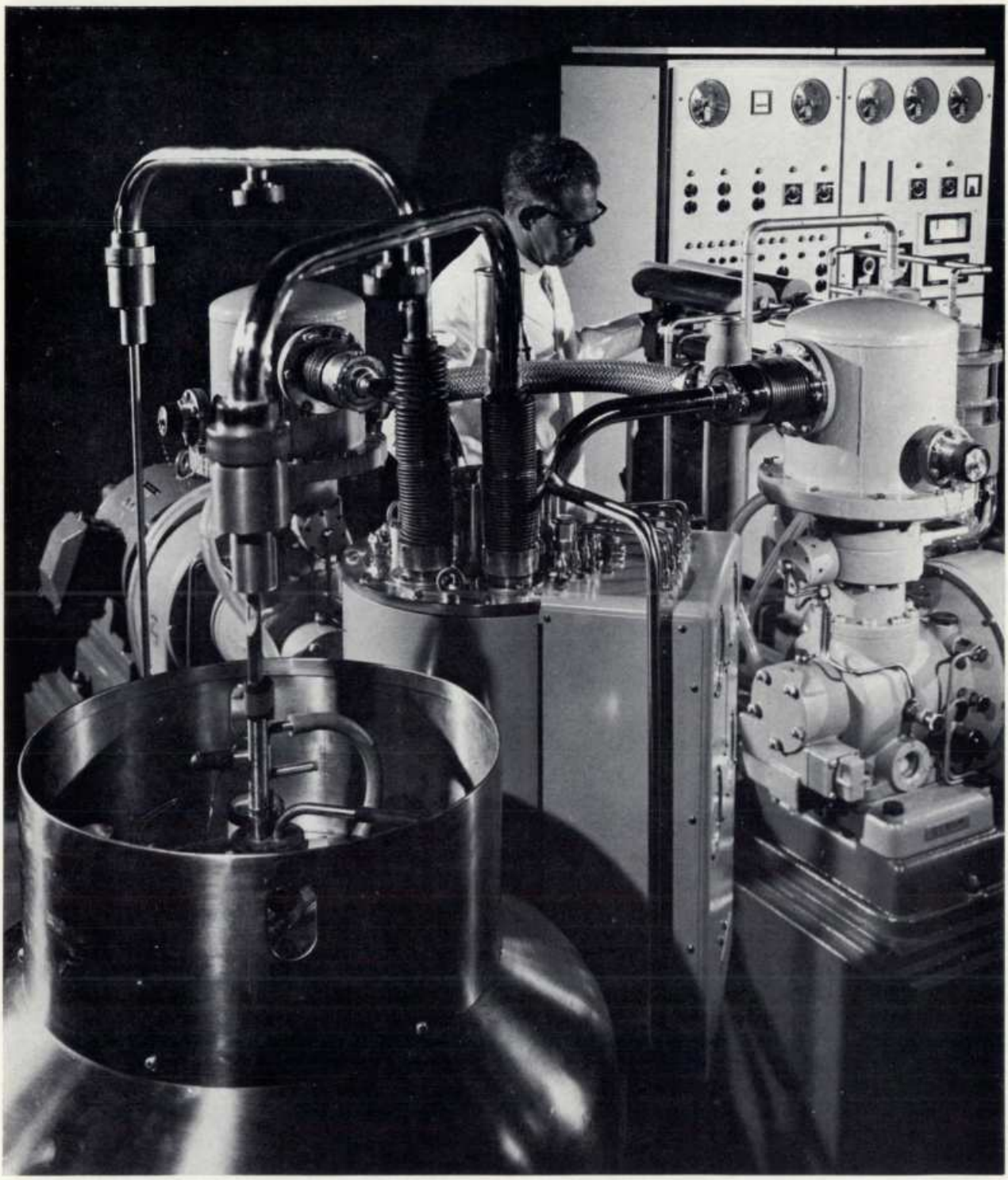


Fig. 5. De Philips heliumliquefactor. Links op de achtergrond en geheel rechts een Philips tweetraps-koudgaskoelmachine. Achter laatstgenoemde machine staat de compressor. In het midden de kryostaat, met rechts daaraan vast een kast die een aantal temperatuur- en drukmeters bevat. Op de voorgrond een Dewar-vat, waarin het vloeibare helium wordt opgevangen en afgevoerd.

In *fig. 6* zijn de details van deze automaat geschetst, te zamen met de luchtadsorbers en de daarbij behorende kleppen, leidingen enz. In het vat *Bl* bevindt zich een holle pen, die van onderen open is en waarin een zg. „reed"-relais is gemonteerd. Om de pen kan een bolvormig lichaam *F* schuiven, dat op de vloeibare lucht drijft en waarin zich een permanente magneet bevindt. Als het vloeistofniveau stijgt, komt de magneet op zeker ogenblik op de hoogte van de verende tongen van het relais, die ferromagnetisch zijn; deze klappen dan tegen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elkaar, de kraan V_3 gaat open, en hij blijft open tot F zover gezakt is dat het relais zich weer opent. Een en ander is zo ingericht dat er geen heliumgas afgeblazen kan worden. De luchtadsorbers A_1 en A_2 worden beurtelings in de keten opgenomen door middel van de pneumatisch bediende dubbelwerkende kleppen V_1 en V_2. Bij het reinigen van een adsorber ontwijkt het vrijkomende gas door de aan de bovenkant getekende leiding, die naar een vacuümpomp voert.

De adsorber A_3 is eveneens een luchtadsorber. Deze treedt in functie direct na het overschakelen van A_1 op

periode direct na het inschakelen van de installatie.

Als laatste onderdeel van de nieuwe liquefactor bespreken we de *aftappijp*, d.i. de pijp (D in fig. 4) via welke het vloeibare helium de kryostaat verlaat en naar het opvangvat vloeit (*fig. 7*). In het omhulsel *1*, dat men in fig. 5 op de voorgrond ziet, bevinden zich twee coaxiale pijpen *2* en *3*, die in een deel van de aftappijp omgeven zijn door een gekoeld stralingsscherm *4*, dat aan de buitenkant is verzilverd. In de ruimte tussen *3* en *1* heerst hoogvacüum. Door de binnenste van de twee coaxiale pijpen stromen gas en vloeistof naar

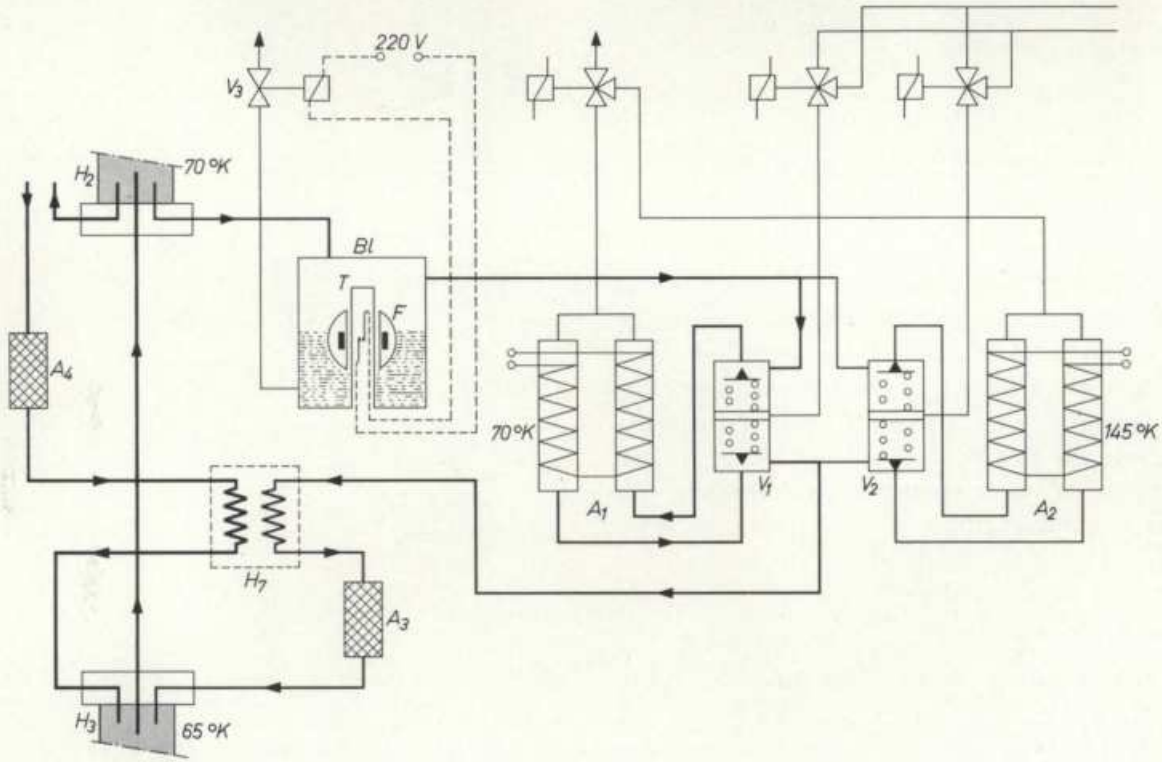


Fig. 6. De apparatuur voor het verwijderen van stikstof, zuurstof en argon uit het toegevoerde heliumgas. H_2 en H_3 gaaswarmtewisselaars (vgl. fig. 1). A_1 en A_2 groepen van twee in serie geschakelde adsorbers, die om de beurt resp. in werking zijn en geregenereerd worden. Het daarbij vrijkomende gas ontwijkt door de aan de bovenzijde getekende leidingen, die naar een vacuümpomp voeren. V_1 en V_2 dubbelwerkende, pneumatisch bediende kleppen voor overschakelen van de ene op de andere groep adsorbers. A_3 adsorber voor een korte overgangsperiode na het overschakelen. H_7 warmtewisselaar. *Bl* opvangvat voor in H_2 gecondenseerde lucht, met een inrichting (F, T) voor het automatisch openen van de kraan V_3.

A_2 (of omgekeerd). De pas ingeschakelde adsorber is dan nog relatief warm en bindt gedurende de eerste seconden lang niet alle lucht die passeert. Deze lucht wordt gebonden door A_3, welke adsorber te allen tijde voldoende koud blijft doordat de van $A_{1,2}$ komende gasstroom (0,35 g/s) eerst de warmtewisselaar H_7 passeert, door welke ook de hoofdstroom (2,5 g/s) vloeit. De capaciteit van A_3 bepaalt in hoofdzaak hoe lang de liquefactor continu kan werken.

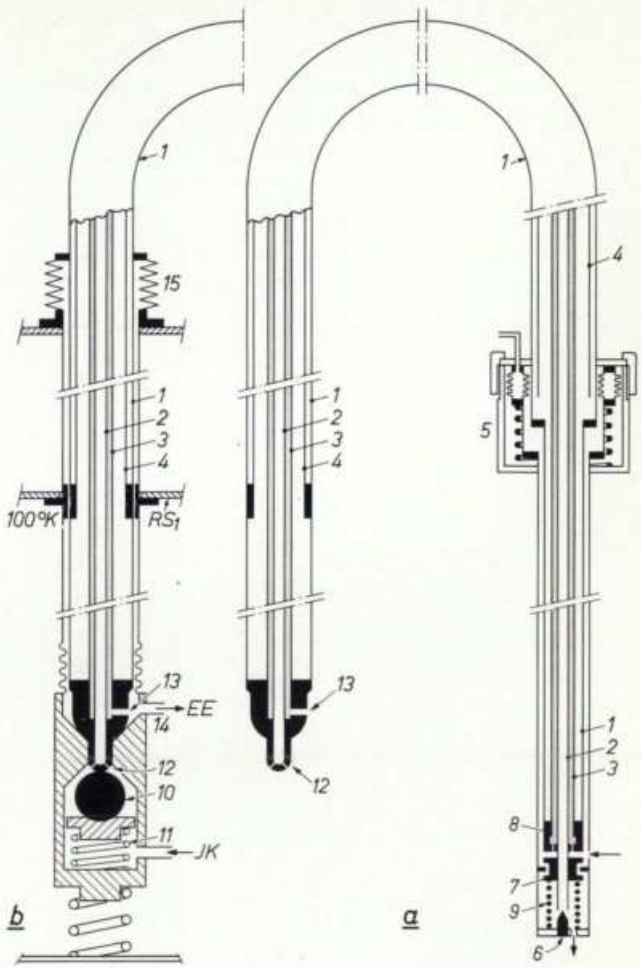
De adsorber A_4 is de eerder genoemde adsorber die het gas reinigt dat in de opstelling circuleert in de

het opvangvat (in fig. 1 het deel van de leiding tussen JK en C), door de buitenste (grijze tint) stroomt gas terug naar de kryostaat (leiding tussen C en EE in fig. 1). Het stralingsscherm *4* staat in verbinding met een der stralingsschermen van de kryostaat, en wel het scherm dat zich op ca. 100 °K bevindt. In het uiteinde van de pijp dat in het opvangvat steekt (in de figuur rechts), bevinden zich afsluiters *6* en *7*, die men pneumatisch kan bedienen door middel van het balgsysteem *5*. Het andere uiteinde van de pijp steekt in de kryostaat en kan daar gemakkelijk uitgenomen wor-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 7. *a*) Aftappijp; het rechts getekende uiteinde steekt in het vat waarin men de geproduceerde vloeistof wil verzamelen, het andere steekt in de kryostaat. *1* buitenwand. *2* centrale pijp voor afvoer van vloeistof en gas. *3* pijp waardoor gas terugstroomt naar de kryostaat, coaxiaal met *2*. *4* stralingsscherm (100 °K) coaxiaal met *2* en *3*. *5* balgensysteem voor afsluiting van *2* en *3*, werkdruk 2,5 bar; de pen *6* sluit pijp *2*, de ring *7* sluit de gaten in het blok *8* waardoor het gas pijp *3* kan binnenstromen. *9* drukveer.
b) Aansluiting van de pijp op de kryostaat. Zolang de pijp zich niet in de laagst mogelijke positie bevindt, voorkomt een kogelklep, met kogel *10* en veer *11*, dat heliumgas en -vloeistof, komende van de smoorkraan (*JK* in fig. 1 en fig. 4), kunnen ontsnappen. Wanneer de pijp zo ver mogelijk in de kryostaat wordt gebracht, drukt hij de kogel *10* naar beneden en heeft het helium via de gaatjes *12* toegang tot de centrale pijp *2*. Het naar de kryostaat terugkerende gas kan via gat *13* en pijp *14* naar de smoorejecteur (*EE* in fig. 1 en fig. 4) stromen. *15* rubberbalg; deze maakt het mogelijk de pijp voor het verwisselen van opvangvat omhoog te brengen zonder dat er een open verbinding ontstaat tussen de ejecteur en de buitenlucht.



den, waarbij de leiding die vloeistof en gas aan de centrale pijp toevoert automatisch wordt afgesloten. Voor de fabricage van het ingewikkelde geheel van coaxiale gebogen pijpen *1*, *2*, *3* en *4* wordt een kunstgreep toegepast: men vervaardigt het in gestrekte toestand, vult alle ruimten met water, koelt op een geschikte wijze af tot de temperatuur van vloeibare stikstof en buigt vervolgens.

Samenvatting. Er wordt een gemakkelijk bedienbare, in hoge mate automatisch werkende heliumliquefactor beschreven, gebaseerd op afkoeling door het Joule-Kelvin-effect en op voorkoeling met twee tweetraps-koudgaskoelmachines. De installatie produceert met hoog rendement (energieverbruik 2,8 kWh per liter) ca. 10 liter vloeibaar helium per uur. Het heliumgas behoeft *niet* vooraf zorgvuldig gereinigd te worden. Als het 2% lucht bevat, kan de installatie 100 uur achtereen werken; ook een veel hoger luchtgehalte is voor korte tijd geen bezwaar. Toevoer van vloeibare stikstof is niet nodig. Het hoge rendement is, behalve aan de beschikbaarheid van *vier* voorkoeltemperaturen (resp. ca. 100, 65, 30 en 15 °K), o.a. te danken aan het gebruik van speciale gaaswarmtewisselaars en een smoorejecteur. Door dit laatste kon tevens met een relatief kleine compressor worden volstaan (zuigdruk 2,5 in plaats van 1 bar; persdruk 20 bar). Deze compressor is uitgerust met rolmembranen, zodat er geen olie in de heliumleiding kan komen. Alle verontreinigingen worden verwijderd door adsorptie, en wel elk bij die voorkoeltemperatuur die er het meest geschikt voor is. Voor de verbinding tussen de kryostaat en het vat waarin het vloeibare helium wordt verzameld is een speciale afvoerpijp geconstrueerd, met coaxiale leidingen voor de af te voeren vloeistof en het terugstromende gas.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Snelle drukkers voor digitale informatie verwerkende apparatuur

J. Borne

In verband met het feit dat de techniek der elektronische rekenmachines zich tegenwoordig in allerlei richtingen ontwikkelt, wordt ook veel aandacht besteed aan de uitwerking van drukmethodes. Hierbij moet worden gelet op snelheid, kwaliteit, economie, wettelijke bepalingen enz. Twee interessante mogelijkheden zijn door de schrijver nader onderzocht en gerealiseerd.

Bij het vervaardigen van een gedrukt document, van welke aard en voor welk doel het ook moge zijn, onderscheidt men drie essentiële stappen: het redigeren, het zetwerk en het drukken.

Het *redigeren* van stukken voor de dagbladpers, en in nog hogere mate voor tijdschriften of boeken, is altijd een relatief langzame bewerking, waarbij meer of minder zorg wordt besteed aan de bewoordingen die nodig zijn om de informatie of de gedachte getrouw over te brengen.

Bij het *zetwerk* is het de uiterlijke vormgeving waaraan de nodige zorg wordt besteed, zowel wat betreft de opmaak als wat betreft de keuze van de lettertekens. De snelheid speelt bij deze operatie in het algemeen niet de belangrijkste rol, en dank zij de mogelijkheid van wijzigingen en correcties komt het ook niet op een absolute betrouwbaarheid aan.

Alleen in de derde faze, bij het *drukken* van het document, treden de eisen van snelheid en betrouwbaarheid naar voren, terwijl de uiterlijke vormgeving hierbij alleen nog een rol speelt in de keuze van inktsoort en papier.

Bij apparatuur voor digitale informatieverwerking is de situatie heel anders: het „redigeren" van het document wordt door de machine zelf met zeer grote snelheid uitgevoerd, en de betrouwbaarheid van de overgebrachte informatie is onafhankelijk van bewoording of formulering. Om het „zetwerk" sneller te maken, wordt de opmaak reeds tijdens het „redigeren" vastgelegd, en de keuze van de lettertekens is in het algemeen beperkt tot een enkele reeks hoofdletters, de cijfers en de belangrijkste wiskundige en leestekens. Het „zetten" en het drukken gebeuren vrijwel gelijktijdig, en wegens de onmogelijkheid hiertussen nog correcties uit te voeren is een zeer grote betrouwbaarheid van deze bewerkingen vereist.

Wie bekend is met de problemen van de informatieverwerking zal deze beschouwingen wellicht triviaal vinden, maar ze zijn van belang voor een juiste waardering van de twee ongewone drukprocédés die we hier willen bespreken. We verwachten dat hierop gebaseerde drukkers bijzonder goed in bovengenoemde gedachtegang zullen passen. Met name het tweede van deze procédés munt uit door een combinatie van voordelen: snelheid, betrouwbaarheid, flexibiliteit, gebruik van een normale papiersoort, en mogelijkheid om een aantal doorslagen te maken. Enkele in dit laboratorium gebouwde apparaten die volgens deze methode werken worden hieronder nader beschreven.

J. Borne, ingénieur I.R.G., medewerker van de Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée te Limeil-Brévannes (Val de Marne), Frankrijk.

Het opbouwen van tekens met een puntenmozaïek

Bij de drukkers die voor informatieverwerking worden gebruikt heeft in het algemeen elk teken de vorm van een continue lijn van vrijwel constante breedte, die in reliëf op een drukplaatje is uitgevoerd. Deze continue lijn kan altijd worden vervangen door een voldoend groot aantal discrete, dicht bij elkaar geplaatste punten. In de praktijk blijkt dat een bevredigende weergave verkregen wordt ook als men het aantal punten, en de plaatsen die hiervoor gekozen kunnen worden, sterk beperkt. In *fig. 1* ziet men hoe verschillende tekens opgebouwd kunnen worden uit punten in een mozaïek van 7 rijen en 5 kolommen.

Ondanks het geringe puntenaantal van dit mozaïek

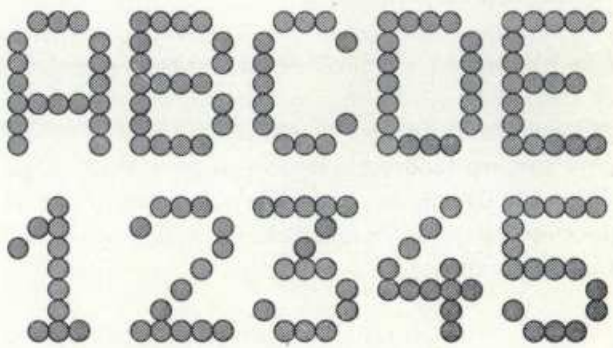


Fig. 1. Opbouw van enkele tekens in een puntenmozaïek van 7 rijen en 5 kolommen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kan men hiermee de 64 tekens vormen die voldoende zijn voor het weergeven van alle informatie die in digitale apparatuur verwerkt wordt. We hebben dan ook onze experimenten met dit beperkte puntenaantal uitgevoerd. Wil men een groter aantal verschillende tekens kunnen weergeven of acht men een hogere kwaliteit nodig, dan kan men zonder meer het aantal regels of kolommen vergroten.

Past men deze wijze van opbouwen van de tekens toe, dan komt er bij het drukken slechts één enkel grafisch element te pas, nl. de *punt*, en het „zetwerk" beperkt zich tot de juiste plaatsing van dit element. We zullen hieronder laten zien hoe dit met grote snelheid en grote betrouwbaarheid langs elektronische weg kan worden uitgevoerd.

Voor het drukken van punten bestaan verschillende mogelijkheden, waarvan wij er twee nader hebben onderzocht.

Thermisch procédé voor het drukken van punten

Bij het eerste procédé bestaat het druklichaam uit een blokje elektrisch geleidend materiaal, dat als een brug ingeklemd is tussen twee veel grotere metalen blokken, die als stroomtoevoeren dienen.

Stuurt men een stroomstoot door dit geheel, dan zal de stroomdichtheid in de grote metaalmassa's relatief gering zijn, maar in het brugstuk zeer groot; dit zal derhalve door de Joule-warmte snel worden verhit, en een hiermee in contact gebracht vel hittegevoelig papier zal ter plaatse van het brugstuk worden gezwart.

We geven hier enkele berekeningen en beschrijven enkele experimenten die duidelijk aantonen dat deze methode zekere, zij het beperkte, mogelijkheden biedt.

In elk punt van het brugstuk wordt een zelfde warmte ontwikkeld, maar terwijl dit gebeurt, wordt de warmte door de thermische geleiding naar de metaalblokken afgevoerd; de afmetingen hiervan zijn zo groot dat de warmte hierin wordt opgenomen zonder noemenswaardige verhoging van de temperatuur. Men kan derhalve de temperatuur aan de uiteinden van het brugstuk als constant beschouwen en gelijk aan de temperatuur T_0 van de metalen blokken.

We noemen de lengte van het brugstuk L, de soortelijke warmte per volume-eenheid van het materiaal c, de thermische geleiding γ en het per volume-eenheid gedissipeerde vermogen w. De temperatuur T op elk punt van een loodrechte doorsnede (met abscis x, zie *fig. 2*) kan dan als functie van de tijd t worden bepaald door oplossing van de differentiaalvergelijking voor de warmtegeleiding:

$$c\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \gamma\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}x^2} + w(t)\,.$$

Is A de oppervlakte van de doorsnede, dan wordt in het gehele brugstuk het vermogen $W = wAL$ gedissipeerd. Voeren we nog de grootheden τ en Θ in, die als volgt zijn gedefinieerd:

$$\tau = \frac{cL^2}{\gamma} \quad \text{en} \quad \Theta = \frac{wL^2}{\gamma} = \frac{WL}{\gamma A}\,,$$

dan wordt de vergelijking:

$$\tau\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = L^2\frac{\mathrm{d}^2T}{\mathrm{d}x^2} + \Theta(t)\,.$$

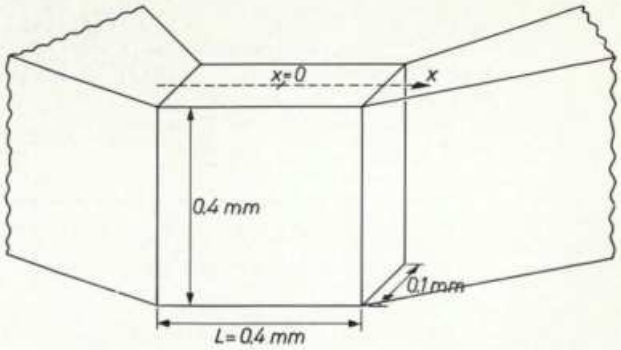


Fig. 2. Het thermische drukprocédé: configuratie van het geleidende brugstuk (van silicium) tussen twee stroomtoevoerblokken. Thermische geleiding $\gamma = 0{,}84$ watt/cm s deg; soortelijke warmte $c = 1{,}76$ joule/cm³ deg.

We hebben nu te maken met het geval dat door het druklichaam plotseling een stroom vloeit die een constant vermogen W ontwikkelt. Het verloop van de temperatuur midden in het brugstuk wordt dan met goede benadering gegeven door de eerste term van de reeksontwikkeling voor de oplossing van de differentiaalvergelijking [1]:

$$T - T_0 = \frac{4\Theta}{\pi^3}\left(1 - \mathrm{e}^{-\pi^2 t/\tau}\right).$$

Wordt de stroom na een tijd t_1 uitgeschakeld, dan blijft de warmte naar de metaalblokken afvloeien en de temperatuur in het midden van het brugstuk neemt af volgens de vergelijking:

$$T - T_0 = \frac{4\Theta}{\pi^3}\left(1 - \mathrm{e}^{-\pi^2 t/\tau}\right)\mathrm{e}^{-\pi^2 t/\tau}\,.$$

Bij iedere stroomstoot verloopt dus de temperatuur in het midden van het brugstuk volgens twee exponentiële krommen, met dezelfde tijdconstante τ/π^2. Men ziet dit op de in *fig. 3* weergegeven oscillogrammen.

Bij onze experimenten was het geleidende brugstuk een siliciumlichaam, waarvan de afmetingen en de fysische constanten in fig. 2 aangegeven zijn. Dank zij een geschikte dotering had dit lichaam een weerstand van 10 ohm. Bij een stroom van 1 A werd hierin dus een vermogen van 10 W gedissipeerd. In dit geval be-

[1] Bij deze berekeningen is hulp verleend door H. Dormont van dit laboratorium.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

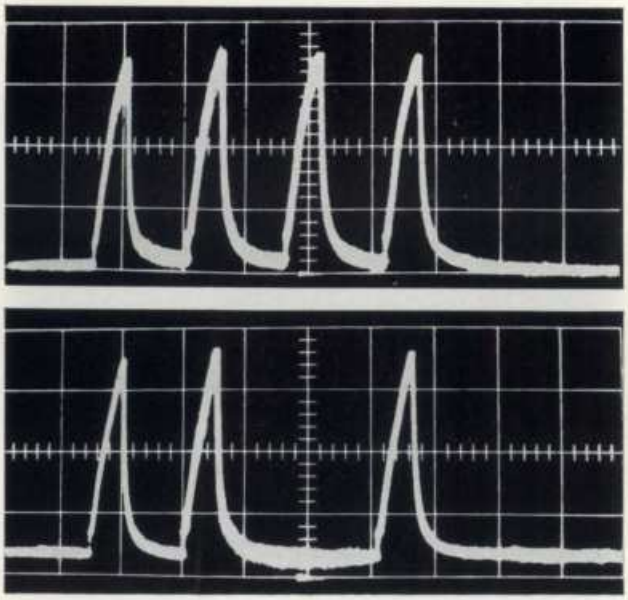


Fig. 3. Oscillogrammen van de warmtestraling die bij de verhitting van het silicium brugstuk wordt uitgezonden. De oscillogrammen zijn opgenomen met de opstelling van fig. 4. (Horizontale schaal: een hokje is 2 ms.)
a) Reeksen van 4 impulsen.
b) Reeksen van 3 impulsen.

draagt de maximale temperatuurverhoging:

$$T - T_0 = \frac{4\Theta}{\pi^3} = \frac{4WL}{\pi^3 \gamma A} = 160\ ^\circ\mathrm{K},$$

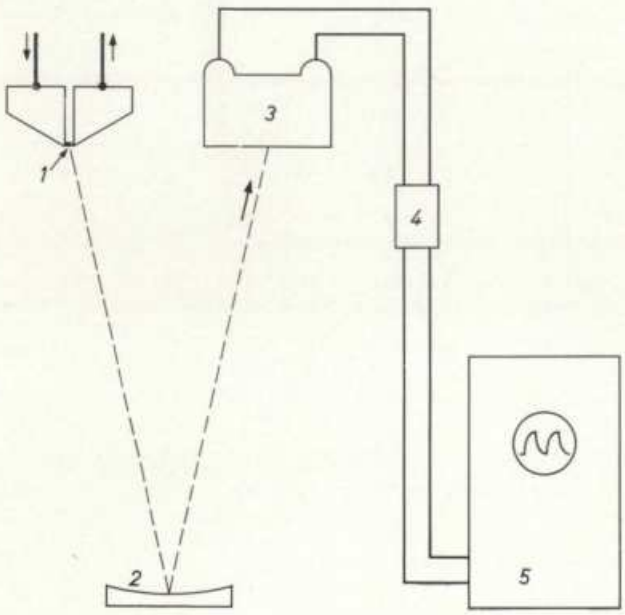
en de tijdconstante is:

$$\frac{\tau}{\pi^2} = \frac{CL^2}{10\gamma} = 0{,}3\ \mathrm{ms}.$$

We hebben deze uitkomsten getoetst met een opstelling die schematisch in *fig. 4* is weergegeven. Er werd een reeks stroomimpulsen met een herhalingsperiode van 3 ms en een impulsduur van 1 ms toegevoerd; de gedissipeerde energie per impuls bedroeg 10 millijoules. Op de oscillogrammen ziet men dat de tijdconstante klein genoeg is om de temperatuur van het brugstuk na elke impuls vrijwel tot de beginwaarde terug te laten keren, zodat de bereikte eindtemperatuur onafhankelijk is van de aanwezigheid van een voorafgaande impuls. Hieruit volgt dat men met deze inrichting punten kan drukken met een snelheid van 330 per seconde.

In *fig. 5* ziet men 7 van deze druklichamen, gemonteerd in een verticale kolom. Beweegt men dit geheel over het oppervlak van een hittegevoelig papier, dan kan men de gewenste tekens vormen door de afzonderlijke drukelementen op de juiste momenten in actie te brengen. Dit gebeurt met soortgelijke schakelingen als die welke we hieronder voor een drukker die volgens het tweede principe werkt zullen beschrijven.

Fig. 5. Combinatie van 7 thermische drukelementen, en reproduktie van de hiermee gedrukte uitkomsten van een berekening. De cijfers zijn in een mozaïek van 4×7 punten op hittegevoelig papier gedrukt, met een snelheid van 40 cijfers per seconde.



←

Fig. 4. Opstelling voor het onderzoek van de werking van een thermisch drukelement. De warmtestraling die het brugstuk *1* bij doorgang van een stroomimpuls uitzendt wordt door een holle spiegel *2* op een tot vloeibare-stikstoftemperatuur afgekoelde indiumantimonide-cel *3* geconcentreerd. De door de cel geleverde spanning wordt versterkt (in *4*) en aan de verticale deflexieplaten van een katodestraaloscillograaf *5* toegevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Mechanisch procédé voor het drukken van punten

Bij het tweede drukprocédé dat in de inleiding is genoemd, en waarvan wij de toepassing uitvoeriger hebben bestudeerd, wordt het druklichaam gevormd door een naald die door een reeks geperforeerde platen glijdt en door een veertje in zijn ruststand wordt gehouden; zie *fig. 6*. Een elektromagneet met beweeglijke kern duwt de naald in de richting van het papier, wanneer een stroomstoot door zijn wikkeling vloeit. Door de stoot van de naald wordt er inkt van een schrijfmachinelint op het papier overgebracht.

Voor de beweging van de naald geldt de algemene differentiaalvergelijking:

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = \frac{F}{m},$$

waarbij F de kracht is die door de elektromagneet wordt ontwikkeld en m de massa van de in beweging gebrachte delen (kern en naald). De stroomstoot, waarvan we de duur op 1 ms zullen stellen, wordt door een elektronische schakelaar met lage inwendige weerstand geleverd, die dus fungeert als bron van constante spanning V. De stroom verloopt dan volgens de formule:

$$i = I_0(1 - \mathrm{e}^{-t/\tau})$$

met $I_0 = V/R$ en $\tau = L/R$.
Hierbij zijn R en L resp. de weerstand en de zelfinductie van de wikkeling. De door de elektromagneet ontwikkelde kracht wordt gegeven door de formule:

$$F = Ki^2,$$

waarbij K een karakteristieke constante van de elektromagneet is.

We nemen nu aan dat de kern van de elektromagneet zich zo weinig verplaatst dat de verandering van de luchtspleet bij de beweging kan worden verwaarloosd. Verder zullen we voor het stroomverloop ter vereenvoudiging een rechte lijn $i = \alpha t$ aannemen, die de uiteinden van de exponentiële kromme, bij $t = 0$ en $t = 1$ ms, verbindt. Men heeft dan $F = K(\alpha t)^2$, en de vergelijking wordt dus:

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = \frac{K\alpha^2t^2}{m}.$$

Door integratie volgt hieruit:

$$v = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \frac{K\alpha^2t^3}{3m} + v_0,$$

en vervolgens:

$$x = \frac{K\alpha^2t^4}{12m} + v_0t + x_0.$$

Hiermee krijgt men voor de beweging van de naald een verloop als in *fig. 7* is geschetst. Voor de diverse grootheden in de formule zijn daarbij de waarden genomen die bij een experimentele uitvoering werden gemeten en die in het onderschrift van de figuur zijn vermeld.

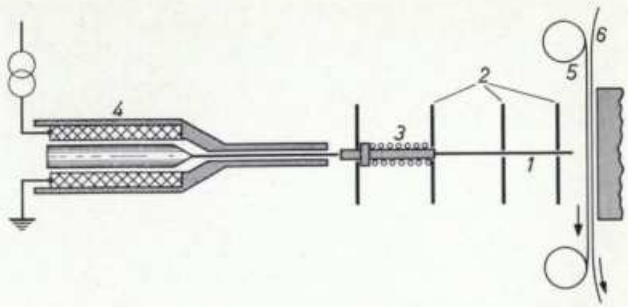


Fig. 6. Drukelement voor het mechanische procédé: *1* naald, *2* geperforeerde platen, *3* veer die de naald terugduwt, *4* elektromagneet, *5* schrijfmachinelint en *6* papier.

Zodra de spanning op de wikkeling komt te staan, gaat de elektromagneet een van nul af toenemende kracht ontwikkelen. De kern blijft echter nog in rust totdat de kracht de waarde F_r van de tegenwerkende kracht van de veer heeft bereikt, hetgeen op het tijdstip t_1 gebeurt:

$$t_1 = \sqrt{\frac{F_r}{K\alpha^2}}.$$

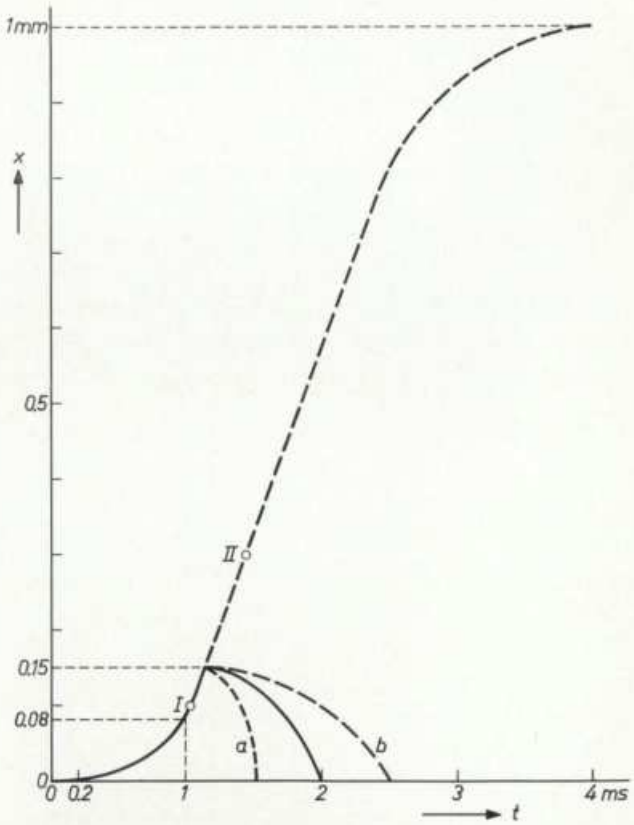


Fig. 7. Beweging $x(t)$ van de beweeglijke delen onder invloed van een stroomimpuls ter lengte van 1 ms; x is met de in de tekst gegeven formule berekend, gebruik makende van de in onze experimentele opstelling gemeten waarden: $K = 10$, $\alpha = 700$ A/s en $m = 2$ g. De punten *I* en *II* komen overeen met de verstreken tijdsduur die op de oscillogrammen van fig. 9 is afgelezen voor een afgelegde afstand van resp. 0,1 en 0,3 mm.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Is $F_r = 0{,}25$ newton, dan is $t_1 \approx 200\ \mu s$. Voor dit moment gelden de beginvoorwaarden van de beweging van de naald: $v_0 = 0$, $x_0 = 0$. Zo krijgen we:

$$v = \frac{K\alpha^2}{3m}(t - t_1)^3,$$

$$x = \frac{K\alpha^2}{12m}(t - t_1)^4,$$

en aan het einde van de stroomstoot, bij $t - t_1 = 800\ \mu s$:

$$v \approx 0{,}5 \text{ meter/seconde},$$

$$x \approx 0{,}08 \text{ millimeter}.$$

Zouden de bewegende delen zich van hier af vrij verder kunnen bewegen, dan zouden zij dit doen volgens een parabool, waarvan de top de coördinaten heeft (zie fig. 7; bij de kleine verplaatsingen van de naald kunnen wij de kracht van de veer als constant beschouwen):

$$x = \tfrac{1}{2}mv^2/F_r \approx 1 \text{ mm},$$

$$t = mv/F_r \approx 4 \text{ ms}.$$

In werkelijkheid komt de beweging tot staan zodra de naald op het schrijfmachinelint en het papier botst. Door de terugstoot, die de naald hier ondervindt, en door de werking van de veer gaan de bewegende delen dan naar hun beginstand terug. Deze terugbeweging volgt weer een parabool, gelegen tussen de beide grenskrommen *a* en *b* in fig. 7, die beantwoorden aan resp. een volkomen elastische en een volkomen onelastische stoot.

De berekende beweging van de naald hebben wij experimenteel getoetst met behulp van een opstelling waarbij papier en lint vervangen waren door een metalen plaat. De tijd die verloopt tussen het aanleggen van de spanning aan de wikkeling en het arriveren van de punt van de naald bij het papier alias de metalen plaat kon dan worden gemeten met behulp van de schakeling die in *fig. 8* is geschetst. De spanning die optreedt tussen de uiteinden *c* en *d* van de weerstand R_1 zodra een stroom door de wikkeling vloeit wordt aan het eerste kanaal van een dubbelspoor-oscillograaf toegevoerd, en de spanning tussen de punten *a* en *b*, die nul wordt zodra het uiteinde van de naald de metalen plaat raakt, aan het tweede kanaal. *Fig. 9* geeft twee oscillogrammen weer die aldus werden verkregen indien de naald resp. een afstand van 0,1 en van 0,3 mm moest afleggen. Bij een af te leggen afstand tussen 0,1 en 0,2 mm is de snelheid van de naald op het moment dat deze het lint treft steeds vrijwel dezelfde, van de orde van 0,5 m/s. De energie $\frac{1}{2}mv^2$ die beschikbaar is om inkt op het papier over te brengen bedraagt derhalve 0,25 millijoule. Men vergelijke dit met de energie die geleverd moet worden door de klap van een hefboom bij het afdrukken van een in reliëf gegraveerd teken [2]: naar gelang van het gewenste aantal doorslagen is daarbij 3,1 tot 7,2 mJ nodig. Bouwt men tekens op met een puntenmozaïek van 7 regels en 5 kolommen, dan zijn voor een teken gemiddeld 20 punten nodig, de totale door de naalden geleverde energie voor het drukken van het teken is dan $0{,}25 \times 20 = 5$ mJ. Dit is voldoende voor

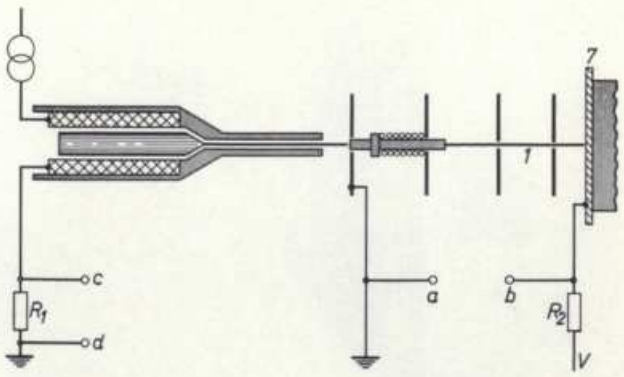


Fig. 8. Opstelling voor het onderzoek van de naaldbeweging bij het mechanische drukprocédé. Het papier en het schrijfmachinelint zijn vervangen door een metalen plaat 7. Na afleggen van de vereiste afstand komt de naald in contact met de plaat, waardoor de spanning tussen de punten *a* en *b* nul wordt. Deze spanning en die tussen de uiteinden *c* en *d* van de weerstand R_1, waardoor de stroom van de elektromagneet vloeit, worden aan een dubbelspoor-oscillograaf toegevoerd.

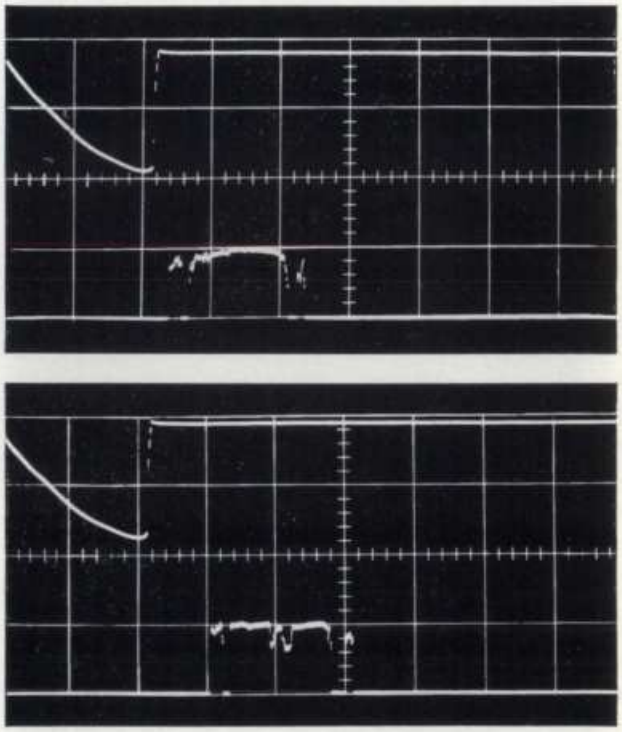


Fig. 9. Meting van de looptijd van een naald, uitgevoerd met de opstelling van fig. 8. (Horizontale schaal: een hokje is 0,5 ms.)
a) Afgelegde afstand 0,1 mm.
b) Afgelegde afstand 0,3 mm.

[2] B. J. Greenblott, A development study of the print mechanism on the IBM 1403 chain printer, Trans. AIEE **81**, Part I, 500-509, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

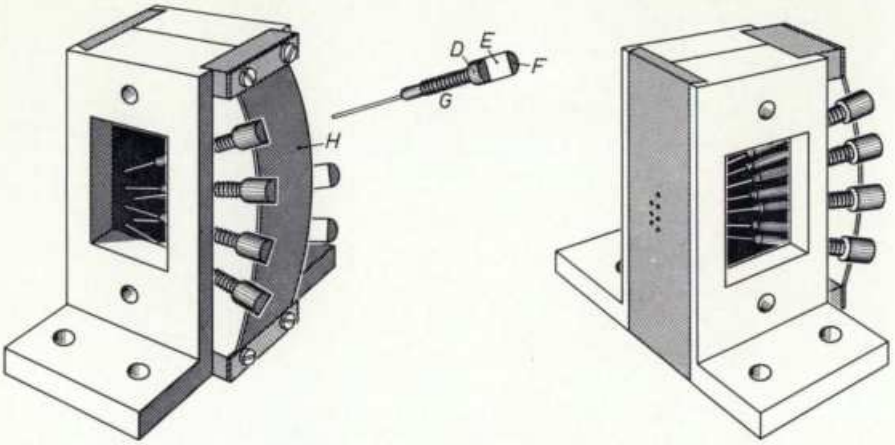


Fig. 10. Twee aanzichten van de drukkop van de seriedrukker. De kop bevat 7 naalden, die bij één kolom van het mozaïek behoren en die in twee waaiers aan weerskanten van het schot *H* zijn opgesteld. De naalden treden door 7 gaten in de eindplaat van de kop, waarbij zij zodanig convergeren dat zij ter hoogte van het papier, dat op 0,2 mm afstand hieraan voorbijloopt, een rechte lijn vormen. Uit het linker exemplaar is een naald verwijderd en afzonderlijk afgebeeld. Men ziet het aambeeld *D* met de kop *F* en het glijvlak *E*, dat voorkomt dat de naald draait, alsmede de veer *G*, die de naald in de ruststand houdt.

het maken van een origineel met drie doorslagen. Overigens kan deze energie naar gelang van de gestelde eisen nog opgevoerd of verminderd worden door het aan de elektromagneet toegevoerde vermogen te veranderen. In de hieronder te beschrijven uitvoeringen wordt aan de elektromagneet voor het drukken van een punt een energie van 8 mJ toegevoerd en de maximale druksnelheid bedraagt 500 punten per seconde.

Experimentele uitvoeringen van de mechanische drukmethode

Een seriedrukker voor getallen

Bij onze eerste uitvoering geschiedt het drukken met behulp van een drukkop die 7 verticaal onder elkaar geplaatste elektromagneten en naalden bevat en die zich met constante snelheid in horizontale richting verplaatst. Hierbij wordt elk teken volledig afgedrukt alvorens aan het volgende wordt begonnen (seriedrukker).

Fig. 10 laat zien hoe de drukkop is opgebouwd. De 7 naalden zijn aan weerskanten van een verticaal schot waaiervormig opgesteld en convergeren zodanig dat zij ter hoogte van het papier (op ongeveer 0,2 mm vóór het eindvlak van de kop, zie het rechts getekende exemplaar) een rechte lijn vormen. Aan het andere uiteinde is elke naald voorzien van een aambeeld. Dit wordt door een veertje van binnen tegen een gebogen plaat gedrukt, waardoor de naald in de ruststand wordt gehouden.

Als de kop zich van links naar rechts verplaatst, kan men de verschillende tekens opbouwen en drukken, door met behulp van elektronische schakelingen de bij de vereiste punten behorende elektromagneten te selecteren en in werking te stellen. In *fig. 11* is een blokschema van het geheel weergegeven. De 7 elektromagneten (in het onderdeel *B*) worden rechtstreeks bekrachtigd door de leesversterkers *AL* van een matrix *MC* van magnetische ringetjes, waarvan de regels en kolommen beantwoorden aan die van het mozaïek

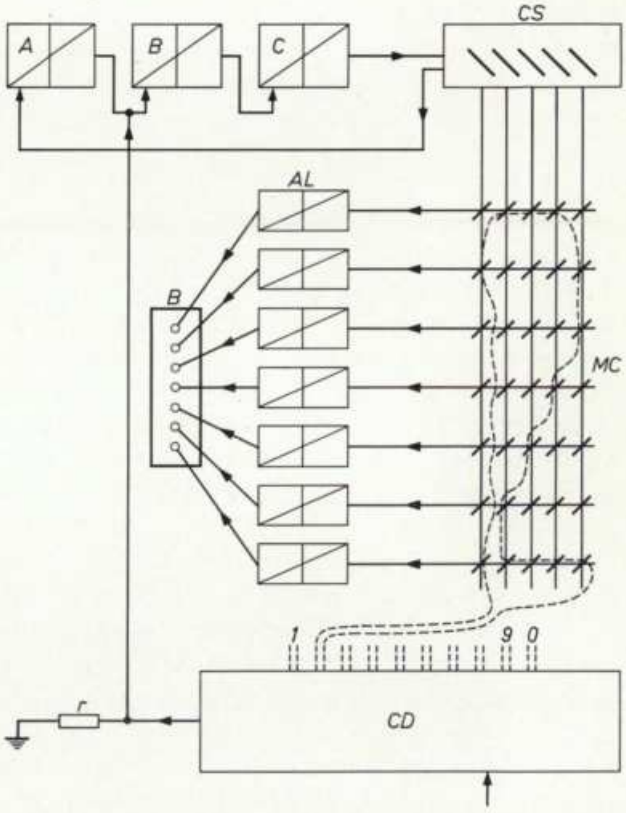


Fig. 11. Blokschema van de elektronische schakelingen van de seriedrukker. De gestippeld getekende draad vormt het cijfer 2 in de mozaïekmatrix *MC*; voor elk ander cijfer is er een overeenkomstige draad. *B* is de drukkop voor een verticale kolom van 7 punten, die in fig. 10 is afgebeeld. *AL* leesversterkers, die de elektromagneten voor de 7 naalden in *B* bekrachtigen. *CD* decodeerschakeling. *CS* aftastschakeling (schuifregister), bestuurd door de reeks monostabiele wipschakelingen *A*, *B*, *C*, die een geschikte vertraging leveren.

waarin de tekens worden gevormd. In deze matrix is elk teken vertegenwoordigd door één draad, die alle ringetjes op die kruispunten van regels en kolommen doorloopt die nodig zijn om in het mozaïek het bedoelde teken op te bouwen; als voorbeeld is in de figuur gestippeld aangegeven de draad voor het teken 2.

Bij de hier beschreven uitvoering van de methode gaat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het om het drukken van de tien cijfers 0 tot 9, die in een willekeurige code kunnen worden toegevoerd. Moet een van deze tekens worden gedrukt, dan levert een stroombron met behulp van een passende decodeerschakeling *CD* [3] een stroomstoot in de draad die aan het bewuste teken beantwoordt, en de ringetjes waar deze draad doorheen loopt komen in de magnetiseringstoestand die we „1" noemen. Dezelfde stroom doet over de weerstand *r* een spanningsstoot ontstaan, die bewerkstelligt dat de opeenvolgende kolommen van de mozaïekmatrix *MC* worden afgetast door een aftastschakeling *CS*, bestaande uit een magnetisch schuifregister [4]. Een door dit register geleverde stroom doorloopt eerst de eerste (meest linkse) kolom van de matrix en brengt de ringetjes van deze kolom in de magnetiseringstoestand „0": bij die ringetjes die van tevoren in de toestand „1" waren gebracht heeft het omklappen een spanningsstoot in de desbetreffende horizontale draad ten gevolge, en de bijbehorende leesversterkers bewerkstelligen het drukken van de desbetreffende punten in de eerste kolom van het mozaïek.

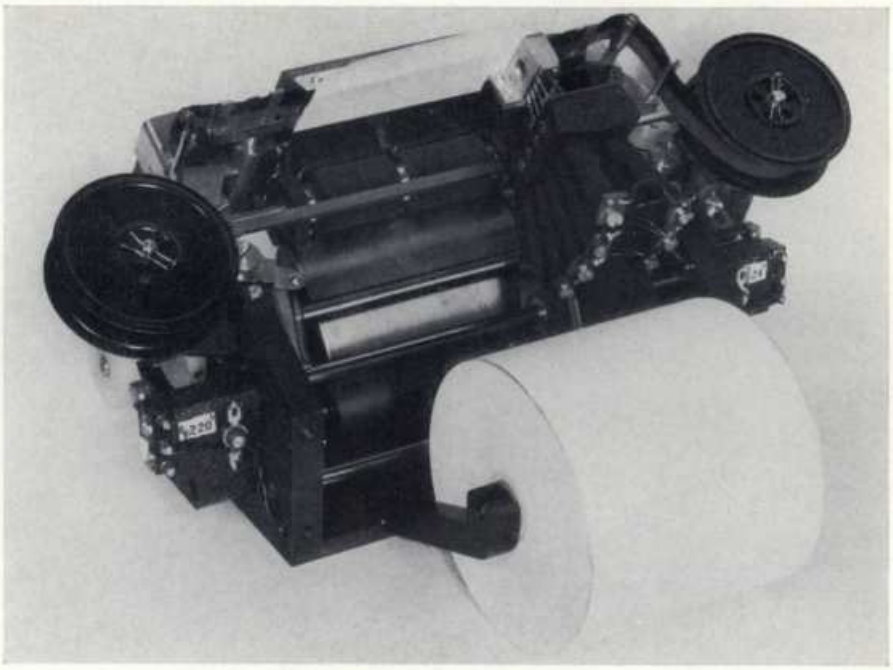


Fig. 12. Experimentele uitvoering van de seriedrukker.

Het schuifregister *CS*, dat door de reeks monostabiele wipschakelingen *A*, *B*, *C* wordt bestuurd, geeft daarna een tweede stroomstoot, die door de tweede kolom van de mozaïekmatrix *MC* vloeit, waarbij de schakelingen *A* en *B* en *C* te zamen een zodanige vertraging leveren dat de drukkop zich inmiddels een stap naar rechts heeft kunnen verplaatsen. Het omklappen van die ringetjes in de tweede kolom van *MC* die tevoren in de toestand „1" waren gebracht brengt wederom een spanningsstoot door de bijbehorende horizontale draden naar de leesversterkers teweeg, en nu worden dus de juiste punten van de tweede kolom van het mozaïek gedrukt.

Dit proces herhaalt zich totdat de laatste kolom punten afgedrukt is; alle ringetjes zijn dan in de toestand „0" teruggebracht en de matrix is beschikbaar om een volgend teken op te bouwen en af te drukken.

In verband met de eigenschappen van het afzonderlijke drukelement, die in het vorige hoofdstuk zijn beschreven, vereist het afdrukken van een teken, bij gebruik van een mozaïek met 5 kolommen, een tijd van 10 ms. Houdt men nog rekening met de tussenruimten, dan kan men derhalve 80 tekens per seconde drukken.

In *fig. 12* ziet men de beschreven drukkop, ingebouwd in een kleine bureaurekenmachine. De wagen die de drukkop met naalden en elektromagneten draagt glijdt over twee stangen. Hij wordt verplaatst door middel van een dubbeldraadse spil van gegrafiteerd „Rilsan" [*], waarop een aan de wagen bevestigde pen loopt. De schroefas wordt aangedreven door een kleine synchrone motor, die zo snel aanloopt dat men reeds vrijwel onmiddellijk na het starten een voldoend gelijkmatige verplaatsing krijgt. De drukkop is achter het papier geplaatst. De spoelen van het schrijfmachinelint en de papierrol die men op de foto ziet geven een indruk van de geringe afmetingen van het hele apparaat.

Als voorbeeld is in *fig. 13* een met het beschreven apparaat gedrukt document gereproduceerd.

Een regeldrukker voor getallen en letters

Met het tweede uitgevoerde apparaat, een regeldrukker, kan een tekst worden gedrukt met een snelheid van 40 regels per seconde. Hierbij zijn 64 verschillende tekens mogelijk, nl. cijfers, letters en diverse lees- en wiskundige tekens (alfanumerieke drukker).

---

[3] Bij onze uitvoering worden de cijfers in een biquinaire code uitgedrukt, maar we zullen hier niet nader op ingaan.

[4] De werking van deze schakeling, die overigens in principe wel bekend is, is nader beschreven in het artikel: J. Borne, M. Audebert, M. Martin en R. Goudin, Une machine à calculer de bureau électronique, Acta electronica **8**, 203-239, 1964.

[*] Gedeponeerd merk, Organico S.A.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023


```
                123  00000000
                951  00000000
                 75  62400000
               1149  624000
               1149  624000
                954  25000000
          1097028  702
          1097028  702
               1047  391370
                  2  000000000
                  1  41421356
```

Fig. 13. Rekenresultaten van een bureaurekenmachine die met de seriedrukker in een mozaïek van 4×7 punten zijn gedrukt. (De mozaïekmatrix *MC* in fig. 11 bevatte hier dus slechts 4×7 ringetjes.)

Het drukken geschiedt met behulp van een horizontale rij naalden die over de hele lengte van een regel zijn verdeeld; het papier verplaatst zich met constante snelheid in verticale richting. De drukelementen, d.w.z. de naalden met hun elektromagneten, zijn in een aantal naast elkaar geplaatste platte eenheden ondergebracht, waarbij elke eenheid de elementen voor 15 punten bevat. Op de foto *fig. 14* ziet men de plaatsing van de naalden, die naar een uiteinde convergeren en hier in een leiplaat met 15 gaten steken. De gaten liggen op een lijn die loodrecht staat op het hoofdvlak van de eenheid, en de uiteinden van de naalden stroken met het buitenvlak van de leiplaat. Deze groepering van telkens 15 naalden, die bij drie tekens horen, maakt het mogelijk elke eenheid een dikte van 7½ mm te geven; derhalve kunnen ook de elektromagneten een diameter van 7½ mm krijgen, waardoor deze bij een normale constructie voldoende energie kunnen leveren zonder noemenswaardige temperatuurstijging.

Elke naald wordt geleid door gaten in een reeks gebogen platen, die zodanig geplaatst zijn dat de naald vrijwel volgens een sinusboog gekromd is, wat aan de natuurlijke kromming bij doorbuigen beantwoordt. Het veertje dat elke naald omgeeft is met enige voorspanning tussen de laatste gebogen plaat en het aambeeld van de naald aangebracht. Hierdoor worden alle naalden in de ruststand gehouden. Op de foto ziet men ook de uiteinden van de beweeglijke kernen van de elektromagneten, die tegen de aambeelden van de naalden slaan.

We zullen nu de werking van de regeldrukker uiteenzetten aan de hand van het blokschema *fig. 15*.

De eerste handeling bij het drukken van een rij tekens is, dat de rij wordt ingeschreven in een buffergeheugen *MT*. Dit bestaat uit een matrix van magnetische ringetjes, met zoveel kolommen als het aantal tekens (inclusief de tussenruimten) bedraagt dat een te drukken tekstregel kan bevatten, en met een aantal horizontale rijen gelijk aan het aantal bits dat voor elk teken wordt gebruikt in de code van het informatiesysteem waarop de drukker is aangesloten. In ons geval zijn dit 6 bits, daar de code $64 = 2^6$ tekens moet kunnen weergeven.

De cyclustijd van het buffergeheugen in onze experimentele uitvoering is 10 ms. Het geheugen is voorzien van de gebruikelijke invoerorganen:

a) een woordregister (*RM*), waarin elke bit hetzij door een uitwendige informatie, hetzij door een informatie afkomstig van een horizontale rij van het geheugen kan worden ingeschreven;

b) een selectieschakeling (*X*), die de aftaststromen voor de opeenvolgende kolommen van het geheugen levert, enerzijds voor het uitlezen, anderzijds voor

Fig. 14. Bij de regeldrukker zijn de drukelementen voor drie naast elkaar gelegen tekens in een platte eenheid samengebracht. Deze bevat dus 15 naalden, waarvan de uiteinden op een lijn loodrecht op het hoofdvlak van de eenheid liggen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het inschrijven van de informatie of voor het terugschrijven, in samenwerking met de in de horizontale rijen van het buffergeheugen vloeiende blokkeerstromen (inhibition currents), die door het woordregister bestuurd worden.

Het aan het drukken voorafgaande inschrijven van de rij tekens in het buffergeheugen gebeurt doordat het informatie leverende systeem gelijktijdig signalen levert aan de ingangen van het woordregister *RM* en de selectieschakeling *X*. De tijd voor het inschrijven van een rij tekens kan aanzienlijk minder dan 1 ms bedragen.

We beschrijven nu het eigenlijke drukproces. Men houde daarbij in het oog dat het papier continu door de machine loopt en dat derhalve het regel voor regel drukken in werkelijkheid erop neerkomt dat men „rij voor rij" moet drukken, waarbij elke regel (evenals de afzonderlijke tekens) uit 7 rijen punten wordt opgebouwd. Voor dit doel maakt het besturingsproces, behalve van het buffergeheugen en het woordregister, nog gebruik van een decodeerschakeling *D*, een mozaïekmatrix *MC* en de bijbehorende aftastschakeling *S*. De mozaïekmatrix is, evenals in het eerst beschreven apparaat, een matrix van magnetische ringetjes in 7 horizontale rijen en 5 verticale kolommen, die beantwoorden aan het mozaïek waarin we alle tekens opbouwen. Elk van de 64 tekens is weer vertegenwoordigd door één draad die alle ringetjes gelegen op het patroon van dit teken doorloopt. (Er zijn dus 64 draden, en in werkelijkheid hebben wij op elk kruispunt van de matrix *vier* magnetische ringetjes geplaatst, om geen al te groot aantal draden door één ringetje te moeten vlechten.) Elke horizontale rij van de matrix kan door een schrijfstroom of een hieraan tegengestelde leesstroom worden doorlopen, die worden geselecteerd door een van de 7 instellingen van de aftastschakeling *S*.

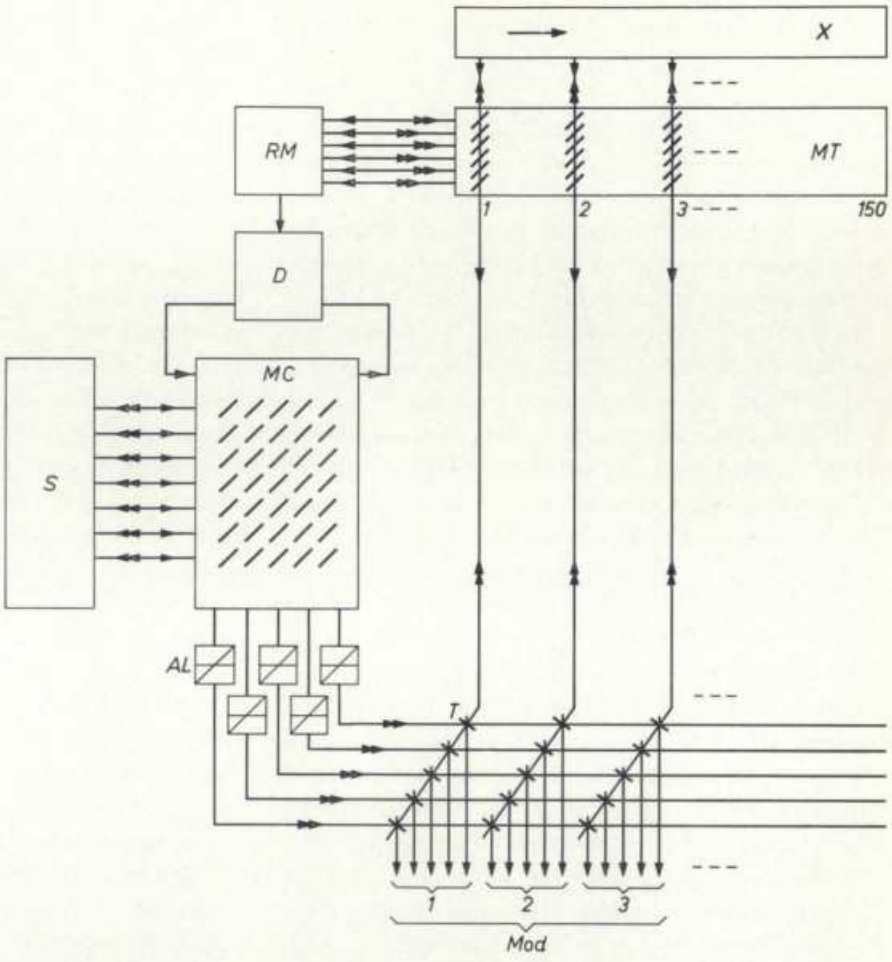


Fig. 15. Blokschema van de elektronische schakelingen van de regeldrukker. *MT* buffergeheugen met magnetische ringetjes, gerangschikt in zoveel kolommen als er tekens in een regel zijn (b.v. 150). *MC* mozaïekmatrix, analoog met die van fig. 11, met aftastschakeling *S*. Om een rij punten van een regel te drukken, wordt met behulp van het woordregister *RM* en de decodeerschakeling *D* achtereenvolgens elk teken van de regel naar de matrix *MC* overgebracht, en na het uitlezen en drukken weer in het buffergeheugen *MT* teruggeschreven. *X* selectieschakeling. *AL* leesversterkers. *T* magnetische ringetjes, waarvan het omklappen de elektromagneten van de drukelementen in werking stelt. *Mod* drukeenheid met 15 naalden (zie fig. 14).

De enkele pijlen geven de normale richting van de stromen aan die tijdens de leescyclus van het buffergeheugen door de verbindingen vloeien, de dubbele pijlen geven de richting van deze stromen bij het terugschrijven in het geheugen.

We beginnen met het eerste teken van de te drukken regel, die in het buffergeheugen is ingeschreven. Om de eerste rij punten van dit teken te drukken, wordt in een eerste etappe, die even lang duurt als de leescyclus van het buffergeheugen, d.i. 5 μs, het teken overgebracht naar het woordregister *RM*. Gebruik makende van de 6 bits informatie die het teken bepalen, selecteert de decodeerschakeling *D* de hiermee overeenkomende draad van de mozaïekmatrix *MC* en stuurt hier een stroom ter grootte $\frac{1}{2}I_c$ doorheen. (I_c is de stroom die door één draad door het magnetische ringetje moet vloeien om hierin een veld H_c iets groter dan het coërcitieve veld op te wekken.) Bij zijn doorgang door de kruispunten van de mozaïekmatrix brengt deze stroom een of meer van de vijf ringetjes van de eerste horizontale rij in de toestand „1", dank zij de samen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

werking met een stroom $\frac{1}{2}I_c$ die gedurende deze etappe, uitsluitend op deze rij, door de aftastschakeling S wordt geleverd.

Aan het eind van de eerste etappe is dus de binaire informatie van het eerste teken in het buffergeheugen uitgewist en in het woordregister opgeslagen, terwijl in de mozaïekmatrix die ringetjes die beantwoorden aan de punten op de eerste horizontale rij van het teken in de toestand „1" gebracht zijn.

In een tweede etappe, die eveneens 5 μs duurt, worden nu de druknaalden die bij het eerste teken van de regel behoren, in werking gesteld en wordt dit teken in het buffergeheugen teruggeschreven. (Dit terugschrijven is nodig om later, nadat van alle tekens van de regel de eerste rij punten gedrukt is, de tweede rij punten te kunnen drukken, enz.) Voor het in werking stellen van de naalden zijn de verticale kolommen van de mozaïekmatrix MC verbonden met 5 leesversterkers AL, die ieder uit een blokspanningsgenerator bestaan. Iedere generator wordt aan de gang gebracht door het omklappen van een van de 7 ringetjes van de kolom in de toestand „0", hetgeen gebeurt door toedoen van een leesstroom ter grootte $\frac{1}{2}I_c$ die tegengesteld is aan de voorafgaande stroom en die in *twee* draden door elk ringetje loopt; deze stroom wordt op dit ogenblik door de aftastschakeling aan de eerste horizontale rij van de mozaïekmatrix toegevoerd. Alleen die ringetjes die in de voorafgaande etappe in de toestand „1" gebracht zijn, klappen om en starten de bijbehorende leesversterkers. Iedere elektromagneet die een naald bedient (ondergebracht in de eenheid *Mod*) heeft een eigen stuurschakeling, die wederom uit een blokspanningsgenerator bestaat en die in werking gesteld wordt door het omklappen van een der magnetische ringetjes T. Dit omklappen wordt teweeggebracht door de coïncidentie van een stroom $\frac{1}{2}I_c$, geleverd door de desbetreffende leesversterker van de mozaïekmatrix, met een stroom $\frac{1}{2}I_c$ die op dit ogenblik wordt geleverd door een kolom van de selectieschakeling X. Deze laatstgenoemde stroom dient tevens voor het terugschrijven van de binaire informatie van het eerste teken in het buffergeheugen, door samenwerking met de blokkeerstromen, die door het woordregister worden bestuurd.

Aan het eind van de tweede etappe is dus de binaire informatie van het eerste teken in het buffergeheugen teruggeschreven, de mozaïekmatrix is uitgewist en de juiste elektromagneten zijn bekrachtigd. De bekrachtiging blijft door de blokspanningsgeneratoren gehandhaafd gedurende de tijd die nodig is om de naalden de vereiste impuls te geven, d.i. 1 ms.

De operatie van het drukken van de punten op de eerste horizontale rij van het eerste teken is dus na 10 μs aan de gang gebracht, en alle beschreven handelingen worden nu herhaald voor het drukken van de punten op de eerste horizontale rij van het tweede en volgende tekens. Voor het tweede teken levert de selectieschakeling X in de tweede kolom van het buffergeheugen en in de tweede groep van 5 ringetjes T de stromen die nodig zijn om het teken naar het woordregister RM over te brengen (eerste etappe) resp. om de blokspanningsgeneratoren van de betrokken elektromagneten aan de gang te brengen en het teken in het buffergeheugen terug te schrijven (tweede etappe). (Overigens wordt de leesstroom die de selectieschakeling X in de eerste etappe levert ook gebruikt om de informatie uit te wissen die in de desbetreffende groep van ringetjes T is blijven staan na het drukken van de voorafgaande puntenrij.) De capaciteit van het buffergeheugen, d.w.z. de regellengte, kan b.v. 100, 150 of 200 tekens bedragen. Dienovereenkomstig vereist het doen drukken van alle punten van een horizontale rij een tijd van resp. 1, $1\frac{1}{2}$ of 2 ms. Hoewel experimenteel gebleken is dat met de beschreven drukelementen een snelheid van 500 punten per seconde kan worden bereikt, laten wij in de beschreven regeldrukker slechts een snelheid van 400 punten per seconde toe. In dit geval kunnen de elektromagneten die het drukken van de punten op de eerste horizontale rij van het eerste teken van de regel teweeggebracht hebben, na een tijd van $2\frac{1}{2}$ ms opnieuw worden bekrachtigd om de punten op de tweede horizontale rij te drukken. Het gehele beschreven proces van het drukken van een rij punten begint dan dus opnieuw, waarbij nu de ringetjes in werking treden die op de kruispunten van de tweede rij van de mozaïekmatrix liggen. Bevat deze matrix 7 rijen, dan is voor het drukken van de volledige tekens van een regel een tijd van $17\frac{1}{2}$ milliseconden nodig.

Aangezien het papier zich continu in verticale richting beweegt, staan de gedrukte regels iets scheef ten opzichte van de, horizontaal onderstelde, lijn waarop de naalden gerangschikt zijn; de hoek bedraagt echter slechts 6/10 000, is dus geheel onmerkbaar. Tussen twee horizontale rijen punten bedraagt de verplaatsing 0,42 mm, d.i. dezelfde afstand als tussen de hartlijnen van twee naburige naalden; het papier loopt met een snelheid van 16,8 cm per seconde, en elk teken heeft een hoogte van 2,94 mm.

Voor het drukken van opeenvolgende regels wordt een tussenruimte vrijgelaten die ongeveer gelijk is aan de halve tekenhoogte. Hiertoe wordt een rusttijd van $7\frac{1}{2}$ ms tussen het drukken van de laatste rij punten van een regel en de eerste rij punten van de volgende regel in acht genomen. Deze tijd is ruimschoots voldoende om in het buffergeheugen de tekens van de volgende regel in te schrijven.

De totale tijdsduur voor het drukken van een regel en de verplaatsing van het papier over de tussenruimte is dus 25 ms, hetgeen betekent dat 40 regels per seconde

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oftewel 2400 regels per minuut worden gedrukt. Deze snelheid is onafhankelijk van de regellengte, die tot 250 tekens per regel kan bedragen of, als de cyclustijd van het buffergeheugen kleiner dan 10 μs is, zelfs nog meer.

Fig. 16 is een foto van de experimentele uitvoering van de regeldrukker. Hierbij was de regellengte beperkt tot 63 tekens, waarvoor 21 drukeenheden naast elkaar zijn gemonteerd; de eenheden staan verticaal, zodat de uiteinden van alle naalden op één horizontale lijn liggen, evenwijdig aan de beschrijvende lijn van een metalen cilinder die het papier draagt. Het carbonpapier, dat tussen het papier en de leiplaat van de uiteinden van de naalden is gebracht, wordt met het papier mee getransporteerd.

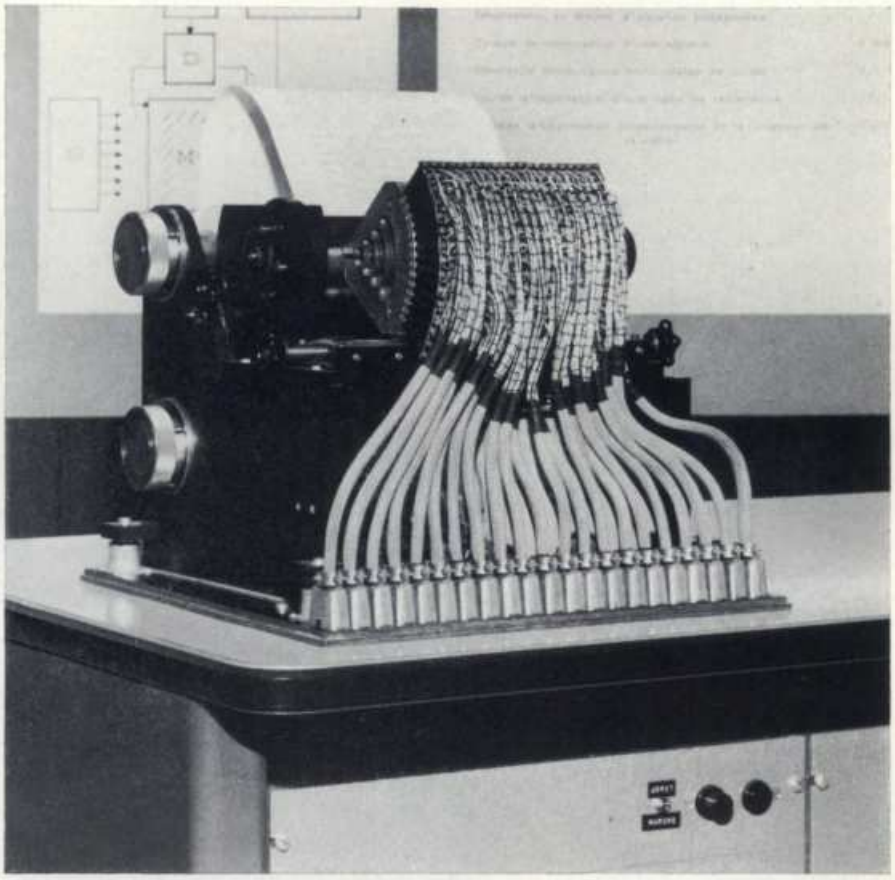


Fig. 16. Experimentele uitvoering van de regeldrukker, die regels ter lengte van 63 tekens met een snelheid van 2400 regels per minuut drukt.

Het mechanische gedeelte van de apparatuur, dat de drukeenheden, de transportcilinder met bijbehorende motor en de voorraadrollen voor papier en carbonpapier ter lengte van 100 m omvat, beslaat een ruimte van ongeveer 40×40×40 cm.

Ter wille van de proeven die we wilden nemen is het buffergeheugen bij dit toestel vervangen door een uitgebreider geheugen, dat 4096 woorden van 7 bits kan bevatten en waarmee 64 tekstregels met 63 tekens per regel kunnen worden gedrukt. Dit geheugen vullen we met behulp van een invoerschrijfmachine, en de logische schakelingen bevatten, behalve het selectieregister *X* dat ook bij het buffergeheugen te pas zou komen, nog een selectieschakeling *Y* en synchronisatieschakelingen, om de gehele inhoud van het geheugen achter elkaar te kunnen afdrukken.

Alle elektronische schakelingen zijn ondergebracht in drie laden en beslaan een ruimte van 45×45×45 cm. Voor het bekrachtigen van de elektromagneten is een gemiddeld vermogen van ca. 300 W nodig.

Fig. 17 is een reproduktie van een stuk tekst dat door deze apparatuur is gedrukt.

PROCEDE D IMPRESSION

LA MACHINE UTILISE UNE METHODE D ECRITURE DES SIGNES ET CA - RACTERES ALPHANUMERIQUES PAR POINTS DISPOSES SUIVANT UNE MOSA- IQUE COMPORTANT ICI 5 COLONNES VERTICALES ET 7 RANGEES HORIZON- TALES . LES POINTS SONT IMPRIMES EN TRANSFERANT SUR LE PAPIER L ENCRE CONTENUE DANS UN PAPIER ENCREUR PAR PERCUSSION A L AIDE D AIGUILLES FINES ACTIONNEES PAR DES ELECTROAIMANTS

UN GROUPE DE 5 AIGUILLES PEUT FRAPPER 5POINTS SUR UNE LIGNE HORIZONTALE ET IMPRIMER UN CARACTERE EN 7 ETAPES SUCCESSIVES LORSQUE LE PAPIER DEFILE DANS LE SENS VERTICAL AVEC UNE VITESSE UNIFORME

Fig. 17. Reproduktie van een stuk tekst, waarvan de tekens in een mozaïek van 5×7 punten zijn gedrukt met een snelheid van 2400 regels per minuut.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een diagramschrijver

De methode om tekens uit naast elkaar geplaatste punten op te bouwen, die we hier hebben gebruikt om letters of cijfers met behulp van een horizontale rij naalden te drukken, kan ook worden toegepast om krommen te tekenen. Het enige verschil is dat men in dit geval de tussenruimten tussen groepen van naalden, die bij de drukkers nodig zijn om de tekens van elkaar te scheiden, nu achterwege moet laten. Een apparatuur volgens dit principe — een diagramschrijver — is eveneens in ons laboratorium gebouwd. De drukeenheid, die bij de bovenbeschreven regeldrukker 15 naalden bevatte, verdeeld in drie groepen voor het drukken van drie tekens, is hierbij enigszins gewijzigd: de eenheid bevat nu 18 naalden, waarvan de uiteinden geleid worden door een leiplaat met een continue reeks gaten, met hartafstand 0,42 mm. *Fig. 18* toont een foto van de diagramschrijver. De werking ervan zullen we uitleggen aan de hand van het blokschema *fig. 19*.

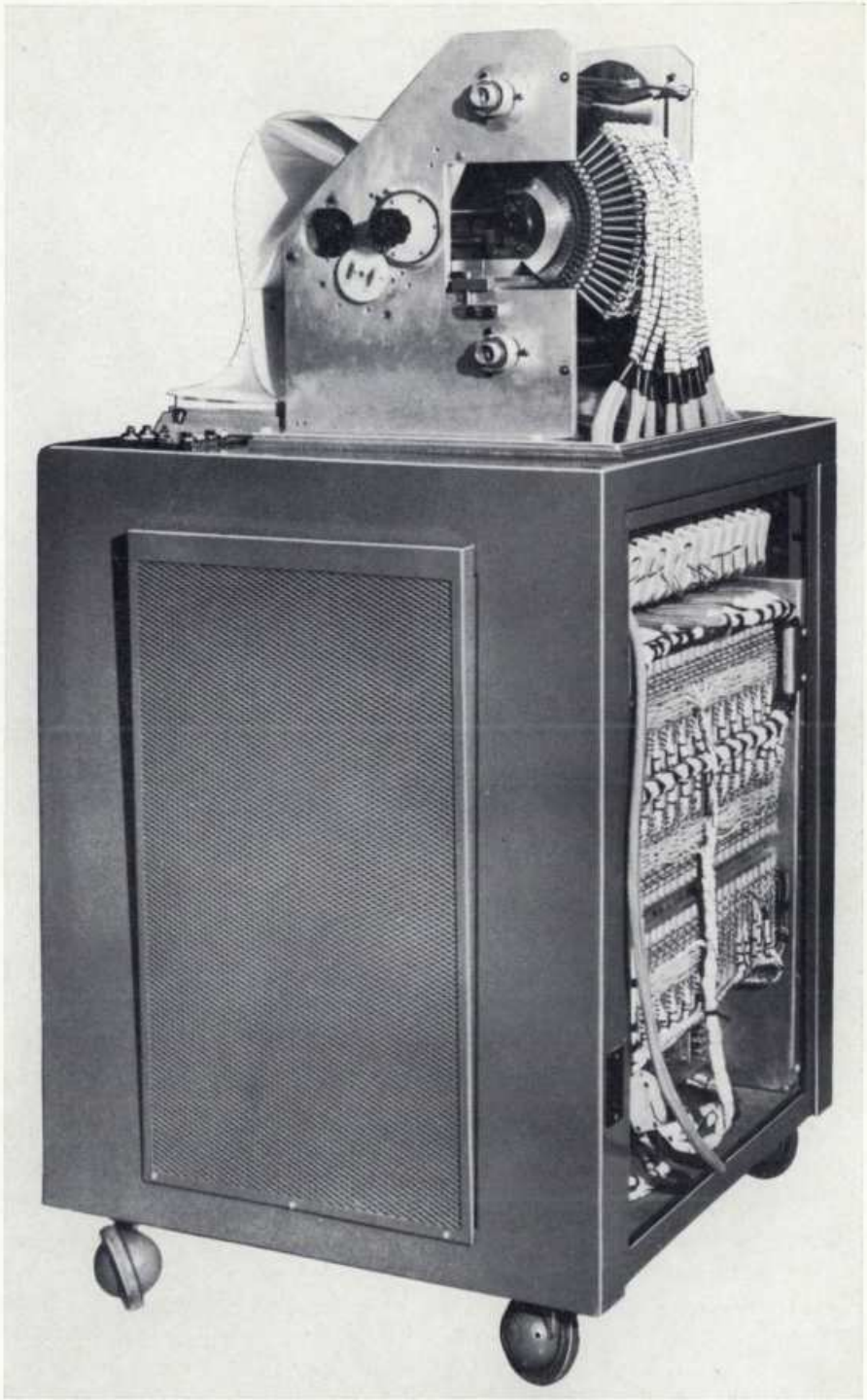


Fig. 18. Experimentele uitvoering van de diagramschrijver.

Bij de hier te beschrijven experimentele uitvoering worden de coördinaten x en y van alle punten van de te tekenen kromme of krommenschaar berekend en in volgorde van toenemende abscissen in een geheugen M gerangschikt. Dit geheugen zou ook dat van een elektronische rekenmachine kunnen zijn, en de genoemde rangschikking zou, hetzij van tevoren hetzij gedurende het drukken, door een geschikt programma kunnen worden uitgevoerd. Een woord van het geheugen bevat 18 bits, die de beide coördinaten van een punt aangeven, nl. 9 bits ($2^9 = 512$ stapjes) voor de abscis en 9 bits voor de ordinaat. Het papier beweegt zich in de x-richting. Elke naald met bijbehorende elektromagneet behoort bij een bepaalde waarde van de ordinaat y. De elektromagneten kunnen bekrachtigd worden zodra een vergelijkingsschakeling CC constateert dat de absciswaarde van een in het woordregister opgeslagen coördinatenpaar gelijk is aan de stand van een teller C, die zijn telimpulsen ontvangt van de stappenmotor *Mot* die het papier transporteert.

Aanvankelijk bevindt de teller zich in de nulstand. Het coördinatenpaar dat zich op het eerste adres van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

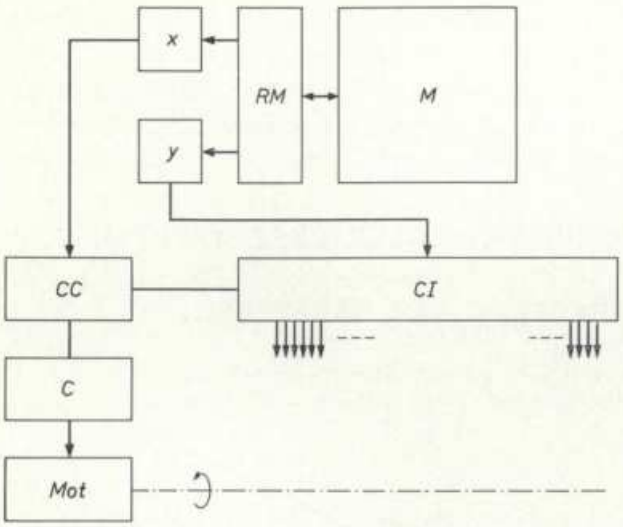


Fig. 19. Blokschema van de elektronische schakelingen van de diagramschrijver. *M* geheugen, waarin de coördinaten van alle punten van de te tekenen krommenschaar volgens toenemende absciswaarde zijn gerangschikt. *RM* woordregister. *CI* stuurschakelingen van de drukeenheden. *CC* vergelijkingsschakeling. *C* teller. *Mot* stappenmotor die het papier transporteert.

het geheugen bevindt wordt naar het woordregister *RM* overgebracht en de waarde van de abscis x wordt vergeleken met de stand van de teller. Is $x = 0$, dan wordt de waarde y door de stuurschakeling *CI* van de elektromagneten gedecodeerd en het punt wordt onmiddellijk gedrukt; de coördinaten worden (voor eventueel later gebruik) in het geheugen teruggeschreven en het woordregister wordt uitgewist. De inhoud van het volgende adres van het geheugen wordt nu naar het woordregister overgebracht en wederom wordt de waarde van de abscis vergeleken met de stand van de teller, die nog in de nulstand gebleven is. Blijkt ook hier $x = 0$ te zijn, dan wordt de waarde van y weer gedecodeerd en het overeenkomstige punt gedrukt; dit proces wordt voor alle opeenvolgende adressen herhaald, en drukken vindt telkens plaats als de absciswaarde x van de opgeslagen coördinaten gelijk nul is. De snelheid waarmee zich dit afspeelt hangt af van de cyclustijd voor het lezen en terugschrijven van het geheugen en bedraagt in ons geval 1 punt per 10 μs.

Verschilt op een geheugenadres de absciswaarde van nul, terwijl de teller nog steeds in de nulstand verkeert — dit geval kan zich natuurlijk ook dadelijk bij het begin van het aftasten van het geheugen reeds voordoen —, dan voorkomt de vergelijkingsschakeling het drukken van het bijbehorende punt, en de coördinaten x en y blijven voorlopig opgeslagen in het woordregister.

Na een tijd van 2½ ms wordt het papier een stap getransporteerd en de teller gaat een stap verder. Is nu de in het woordregister opgeslagen absciswaarde $x = 1$, dan kan het bijbehorende punt worden gedrukt en het aftasten van het geheugen gaat verder; verschilt de waarde x van 1, dan blijven de coördinaten in het woordregister staan, nl. zo lang totdat de tellerstand deze waarde heeft bereikt, en het papier de overeenkomstige afstand heeft afgelegd, waarna de vergelijkingsschakeling het drukken van het bijbehorende punt toestaat.

Zo worden dus bij elke stand van het papier, die telkens met de tellerstand overeenkomt, alle punten met de desbetreffende abscis vrijwel gelijktijdig, in het tempo van aftasten van het geheugen, gedrukt. Het maximale aantal punten wordt bepaald door de betrekking:

$$N_{max} = \frac{\text{periode van de transportimpulsen}}{\text{cyclustijd van het geheugen}}.$$

Bij onze experimentele uitvoering is:

$$N_{max} = \frac{2{,}5 \text{ ms}}{10\ \mu\text{s}} = 250.$$

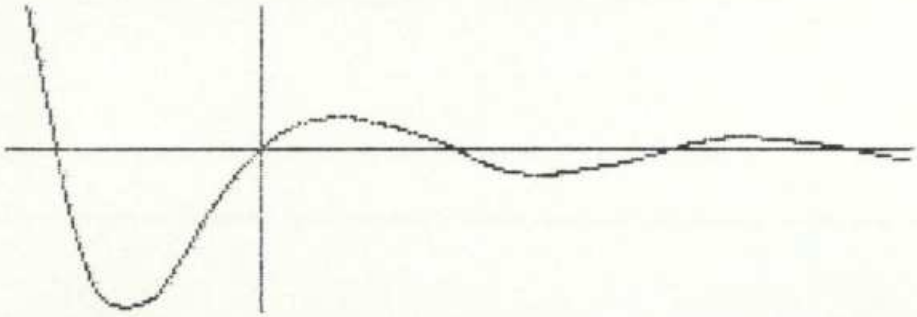


Fig. 20. Gedeelte van de functie $y = e^{-x} \sin x$, gedrukt met de diagramschrijver. Deze drukt de punten voor 500 absciswaarden in 1,25 seconde.

In de praktijk zal de voor het tekenen van een kromme vereiste tijd slechts afhangen van de snelheid van de stappenmotor die voor het transport van het papier wordt gebruikt en van de maximale waarde van de abscis. Bij het apparaat dat in ons laboratorium is gebouwd, duurt het tekenen van een kromme, of ook van een gehele krommenschaar, slechts 1,25 s, waarbij het coördinatennet beperkt is tot 500 absciswaarden en 250 ordinaatwaarden. Een enkele op deze manier getekende kromme is in *fig. 20* gereproduceerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Slotopmerkingen

Uit de resultaten van de in ons laboratorium uitgevoerde experimenten blijkt de grote flexibiliteit van de mozaïekmethode: de realisatie hiervan kan aan zeer uiteenlopende behoeften van de automatische informatieverwerking worden aangepast. De reprodukties in de figuren 13, 17 en 20 geven een indruk van de behoorlijke gelijkmatigheid en scherpte die bij het drukken reeds kon worden bereikt, terwijl de hiervoor gebruikte apparatuur zich feitelijk nog in het experimentele stadium bevond.

Met behoud van de belangrijke eigenschappen van het mechanische drukprocédé: gebruik van een normale papiersoort en mogelijkheid van gelijktijdige doorslagen, zal hierop een gehele familie van drukkers kunnen worden gebaseerd, zowel voor heel eenvoudige als voor de grootste en snelste rekenmachines.

De grafische kwaliteit is zeker voldoende om een zeer betrouwbare weergave van de informatie te verzekeren. De kwaliteit kan nog merkbaar verbeterd worden door de mozaïekpunten dichter bij elkaar te plaatsen, of door meer punten te gebruiken; zie b.v. het in *fig. 21* gereproduceerde document, dat in het fabricagecentrum van Philips te Bobigny gedrukt is met een mozaïek van 7 regels en 7 kolommen.

CE TEXTE A ETE IMPRIME SUR NOTRE MODELE EXPERIMENTAL

60 CARACTERES PAR SECONDE, CARACTERE PAR CARACTERE.

Fig. 21. Reproduktie van een stuk tekst dat gedrukt is met een regeldrukker van groter scheidend vermogen, ontwikkeld door het fabricagecentrum van Philips te Bobigny. Hierbij is een mozaïek van 7×7 punten gebruikt.

De auteur spreekt zijn dank uit aan de Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique van de Franse regering, die de uitwerking van de diagramschrijver heeft gesteund.

Samenvatting. Drukkers voor digitale informatie verwerkende apparatuur moeten vooral snel, betrouwbaar en gemakkelijk in het gebruik zijn. Aan deze combinatie van eisen kan goed worden voldaan met drukprocédés waarbij de tekens met een puntenmozaïek worden opgebouwd. De auteur heeft twee procédés voor het drukken van punten onderzocht. Bij het ene geschiedt dit langs thermische, bij het andere langs mechanische weg, met behulp van beweeglijke naalden. Beide methodes zijn experimenteel gerealiseerd. De tweede methode is uitvoeriger onderzocht, en er zijn verschillende apparaten gebouwd die volgens dit principe werken: een getallendrukker, waarmee een snelheid van 80 cijfers per seconde wordt bereikt; een alfanumerieke regeldrukker, die werkt met een snelheid van 2400 regels per minuut; en een diagramschrijver, waarmee een krommenschaar die door de rechthoekige coördinaten van alle punten is gegeven kan worden opgetekend in een tijd van 1,25 s.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Elektronenmicroscopisch onderzoek van de domeinstructuur van magnetische deeltjes

In een elektronenmicroscoop met magnetische lenzen worden de elektronen in de bundel afgebogen door de Lorentz-kracht die erop werkt in het rotatiesymmetrische veld van een lens. Dit geschiedt zodanig dat de elektronen die door een zeer dun preparaat heen dringen en daarbij in plaatselijk verschillende mate verstrooid worden, weer op het beeldscherm worden gefocusseerd, waardoor een afbeelding van het preparaat wordt verkregen. De hiervoor nodige zwartingsverschillen krijgt men voor een belangrijk deel doordat de sterkst verstrooide elektronen worden onderschept door een diafragma, voor een ander deel doordat de elektronen in het preparaat in verschillende mate geabsorbeerd worden, en ten slotte door interferentie van directe en verstrooide elektronenstralen in het beeldvlak (fazecontrast).

Een afwijking van deze eenvoudige beschrijving doet zich voor als men preparaten van magnetisch materiaal onderzoekt. Immers, dan zal het veld in of om het preparaat eveneens Lorentz-krachten uitoefenen op de elektronen en dus extra-afbuigingen van sommige delen van de bundel veroorzaken. Van dit verschijnsel, waarvan de gevolgen zichtbaar worden in een niet-gefocusseerd beeld, kan men gebruik maken om bepaalde magnetische eigenschappen van het preparaat te onderzoeken, zoals de verdeling in Weiss-gebiedjes van ferromagnetische dunne lagen [1], of het uitstoten van de magnetische flux door een supergeleidend preparaat [2].

Bij het hier te beschrijven onderzoek waren de preparaten geen dunne vliesjes, doch voor elektronen ondoordringbare deeltjes van magnetisch materiaal. Door een langs het deeltje gaande elektronenbundel werd de rand ervan afgebeeld; de magnetisatietoestand van het deeltje brengt een vervorming van deze afbeelding teweeg en kan hierdoor worden bestudeerd. *Fig. 1* illustreert het principe van deze methode (die men wel „Lorentz-microscopie" noemt). In fig. 1*a* bevindt het preparaat *S* zich in het voorwerpsvlak *O*; alle elektronen die vanuit punt *A* van de rand worden verstrooid, worden in *A'* op het beeldvlak *F* gefocusseerd, ook indien een in punt *A* werkende Lorentz-kracht — geïntroduceerd door de magnetisatie van het preparaat — de richting van de elektronenbundel verandert (fig. 1*b*). Maakt men echter de lens zwakker (fig. 1*c*), dan bevindt *S* zich niet meer in het voorwerpsvlak, en de afbeelding van de rand (die nu onscherp maar nog wel goed herkenbaar is) zal zich in dit geval

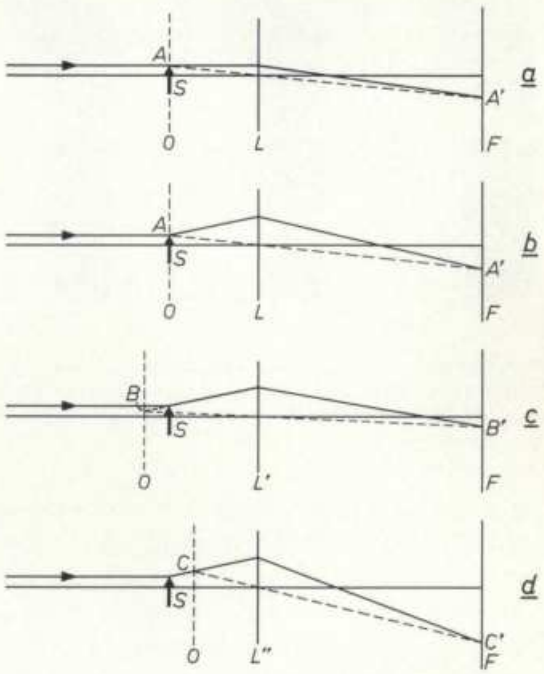


Fig. 1. Ter toelichting van de afbeelding met elektronenstralen van de rand van een preparaat *S* met magnetische eigenschappen, die oorzaak zijn van Lorentz-krachten op de elektronen. *F* beeldvlak. *O* voorwerpsvlak. *L* elektronenlens.
Er is geen rekening gehouden met de beeldrotatie om de optische as, die bij magnetische elektronenlenzen optreedt.

onder invloed van een aanwezige Lorentz-kracht verplaatsen, b.v. naar *B'*; de ligging van *B'* hangt samen met richting en grootte van de Lorentz-kracht. Een soortgelijke beschouwing kan gegeven worden wanneer men de lens sterker maakt (fig. 1*d*). Verschilt de magnetisatie van het deeltje van plaats tot plaats, dan vertoont dus bij onscherpe instelling van de elektronenmicroscoop de afbeelding van de rand van het deeltje een vervorming die aan de plaatselijke magnetisatie beantwoordt [3].

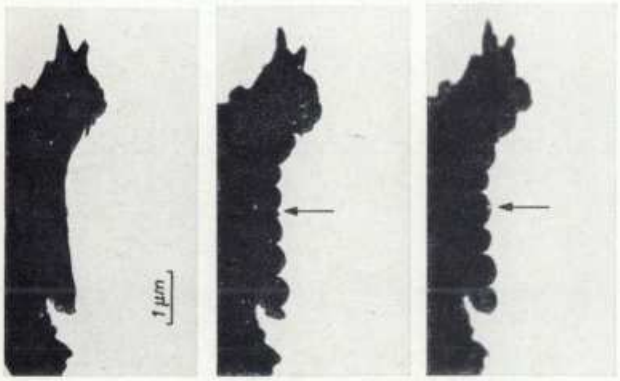
[1] H. Boersch en H. Raith, Naturwiss. **46**, 574, 1959.
[2] M. J. Goringe en U. Valdrè, Phil. Mag. **8**, 1999, 1963.
[3] Een overeenkomstig effect kan men krijgen bij dunne gemagnetiseerde lagen waar de elektronenbundel doorheen gaat. Om het effect voor dit geval te verklaren, kan men soms beter de golfoptica te hulp roepen. Zie b.v. R. H. Wade, J. appl. Phys. **37**, 366, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De genoemde Weiss-gebiedjes zijn gebieden (domeinen) waarbinnen de gemiddelde magnetisatie overal dezelfde richting heeft. Als gevolg van het streven naar energetisch gunstige constellaties zijn deze domeinen volgens bepaalde structuren gerangschikt. We reproduceren hier enkele opnamen, verkregen bij een studie van het gedrag van Weiss-gebiedjes in deeltjes van MnAl, een ferromagnetisch materiaal [4].

Fig. 2 toont opnamen van de rand van zo'n MnAl-deeltje. De beelden zijn te verklaren aan de hand van *fig. 3*, waarin men een schematische voorstelling ziet van het effect van de Lorentz-kracht (grote pijlen) die



a *b* *c*

Fig. 2. Elektronenmicrofoto's van de rand van een MnAl-deeltje (donker). Afbeelding *a*) met scherp ingestelde microscoop, *b*) met vergrote brandpuntsafstand, *c*) met verkleinde brandpuntsafstand.

door het magnetische veld van de Weiss-gebiedjes (kleine pijlen) wordt uitgeoefend op elektronen die langs de rand van een preparaat gaan waar noord- en zuidpolen elkaar afwisselen. De gebogen lijn geeft de vorm van de rand aan zoals deze door de onscherp ingestelde microscoop wordt afgebeeld. In fig. 2 ziet men, met het oneffenheidje in het preparaatvlies als oriëntatiepunt, dat de vervormingen bij vergroting en verkleining van de brandpuntsafstand ten opzichte van elkaar verschoven zijn, wat men volgens fig. 1 ook moest verwachten.

De foto's werden alle gemaakt met een Philips EM 200 elektronenmicroscoop. De afbeelding komt in deze microscoop tot stand door middel van vier magnetische elektronenlenzen. De eerste hiervan, de objectieflens, is een immersielens, d.w.z. het preparaat bevindt zich in het magnetische veld van deze lens. Het is echter mogelijk om, met uitschakeling van het objectief, met de drie andere lenzen het preparaat af te beelden; dit bevindt zich dan niet in een uitwendig veld. (Dat de maximale vergroting van het instrument aldus niet bereikt kan worden, is voor deze toepassing meestal geen bezwaar.) Anderzijds kan men nu, door het objectief toch meer of minder te bekrachtigen, een uitwendig magnetisch veld ter plaatse van het preparaat aanbrengen, en

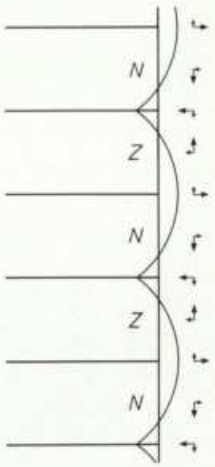
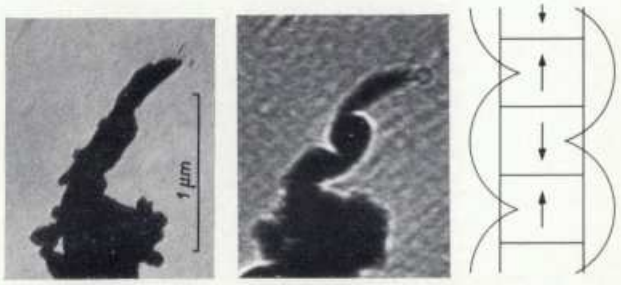


Fig. 3. Domeinstructuur aan de rand van een magnetisch deeltje en de daardoor veroorzaakte beeldvervorming. De elektronen gaan in banen loodrecht op het vlak van tekening langs de rand.

dit veld kan men tussen 0 en 8000 Oe variëren. De besproken beeldvervorming door de magnetisatie van het preparaat ondervindt hiervan geen invloed — voor zover althans de domeinstructuur zelf niet verandert. Weliswaar levert dan de objectieflens weer een bijdrage tot de afbeelding, maar door aanpassing van de sterkte der andere lenzen kan de vergroting constant gehouden worden.

Van deze mogelijkheden is bij het beschreven onderzoek van MnAl-deeltjes een nuttig gebruik gemaakt. Onder meer trok een domeinrangschikking de aandacht die in magnetostatisch opzicht niet stabiel kan zijn (gelijknamige polen grenzen aan elkaar, *fig. 4*). Het optreden hiervan kan men verklaren door aan te nemen dat de wanden tussen de domeinen, die zich in principe onder invloed van een uitwendig magneetveld kunnen verplaatsen, hier verankerd zijn aan bepaalde fouten in het kristalrooster [5]. Deze verklaring werd nu gestaafd



a *b* *c*

Fig. 4. Elektronenmicrofoto's van een MnAl-deeltje (donker), *a*) bij scherpe instelling, *b*) bij vergrote brandpuntsafstand. *c*) Uit de vervorming afgeleide domeinstructuur.

[4] A. J. J. Koch, P. Hokkeling, M. G. van der Steeg en K. J. de Vos, New material for permanent magnets on a base of Mn and Al, J. appl. Phys. **31**, 75S-77S, 1960.

[5] H. Zijlstra en H. B. Haanstra, Evidence by Lorentz microscopy for magnetically active stacking faults in MnAl alloy, J. appl. Phys. **37**, 2853-2856, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

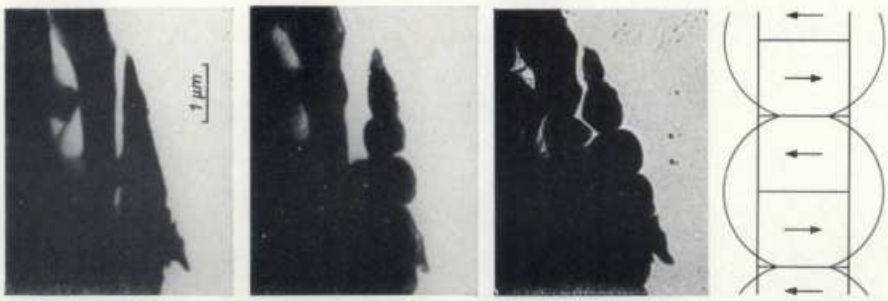


Fig. 5. Elektronenmicrofoto van een MnAl-naaldje, *a*) bij scherpe instelling, *b*) bij vergrote brandpuntsafstand. *c*) Als (*b*), echter met een veld van 8000 Oe, loodrecht op het vlak van tekening. *d*) De met de vervorming corresponderende domeinstructuur van het naaldje.

door waarnemingen aan het in *fig. 5* afgebeelde naaldje. In dit naaldje bevinden zich enkele domeinen, met een magnetische vector die loodrecht op de lengterichting van de naald staat (in feite dezelfde structuur als in fig. 3). Bij het aanleggen van een uitwendig magnetisch veld blijft deze domeinstructuur, ongeacht de oriëntatie van het deeltje in het magnetische veld, voortbestaan, zelfs wanneer dit veld tot 8000 Oe wordt opgevoerd. Dit betekent dat het materiaal magnetisch zeer „hard" is (grote coërcitie).

De beschreven voorbeelden tonen aan dat de elektronenmicroscoop zonder speciale voorzieningen kan worden gebruikt voor allerlei magnetische onderzoekingen.

H. B. Haanstra
H. Zijlstra

H. B. Haanstra en dr. ir. H. Zijlstra, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fysische grondslagen van de fotogeleiding

III. Inhomogeniteitseffecten

L. Heijne

Een aantal belangrijke foto-effecten en daarmee verbonden verschijnselen in halfgeleiders berust op de aanwezigheid van inhomogeniteiten van allerlei aard, zoals ongelijkmatige verlichting, inwendige inhomogeniteit van het materiaal, de ruimtelijke begrenzing van een monster enz. Sommige hiervan, zoals het gewone fotospanningseffect, zijn van groot praktisch belang, andere zijn belangrijk voor het onderzoek van halfgeleidend materiaal, en weer andere zijn van belang voor een goed begrip van wat zich afspeelt in transistors en diodes. Deze inhomogeniteitseffecten vormen het thema van dit derde en laatste artikel over de fysische grondslagen van de fotogeleiding. Hoewel inhomogeniteiten dikwijls aanleiding geven tot gecompliceerde situaties, blijkt de behandeling ervan toch vrij eenvoudig te zijn als men de „ambipolaire" benadering mag toepassen.

In de beschouwingen van de artikelen I en II van deze serie [1] zijn we er steeds van uitgegaan dat het fotogeleidende materiaal en de excitatiedichtheid beide homogeen zijn. De enige inhomogeniteit die we in aanmerking genomen hebben, is de overgang naar het contactmetaal.

Wat het *materiaal* betreft, dit is bij de meeste fotogeleidende schakelingselementen inderdaad wel homogeen. Er zijn echter gevallen waar opzettelijk inhomogeniteiten worden aangebracht, omdat men gebruik wil maken van de bijzondere effecten die daarvan het gevolg zijn, zoals b.v. het fotospanningseffect.

Een homogene *excitatie* zal in de praktijk maar zelden voorkomen: het licht dat in een stof binnendringt wordt meer of minder sterk geabsorbeerd, en de intensiteit ervan neemt dus geleidelijk af. Alleen als de absorptie relatief zwak is, heeft men een ongeveer homogene excitatiedichtheid.

Een inhomogeniteit die eveneens niet te vermijden is wordt gevormd door het oppervlak. Als een van de processen die het dynamisch evenwicht in een fotogeleider bepalen, b.v. de recombinatie, aan het oppervlak in veel sterkere mate optreedt dan elders, kan dat een belangrijke invloed hebben op de eigenschappen van een van dat materiaal gemaakt schakelingselement.

Terwijl dus in de praktijk gewoonlijk twee of meer inhomogeniteitseffecten gelijktijdig optreden, behandelen we ze in dit artikel afzonderlijk. Verder zullen we ons, net als in de vorige artikelen, ter wille van de eenvoud in het algemeen beperken tot bijzondere gevallen.

In het volgende zal eerst gesproken worden over het fotospanningseffect. Vervolgens zullen enige effecten aan de orde komen die samenhangen met de niethomogene excitatiedichtheid die ontstaat als een fotogeleidende stof verlicht wordt met licht dat in deze stof sterk geabsorbeerd wordt. In dat geval hebben de oppervlakeffecten een sterke invloed op de eigenschappen. Deze oppervlakeffecten zullen aan het slot van het artikel besproken worden. Daarbij zal blijken hoe de genoemde eigenschappen via het oppervlak beïnvloed kunnen worden door het gas waarin de stof zich bevindt.

Het fotospanningseffect

Bij het fotospanningseffect ontstaat tussen verschillende delen van een halfgeleider of halfgeleidercombinatie een potentiaalverschil als gevolg van verlichting. Fotocellen die op dit effect berusten zijn dus in staat zelf energie af te geven, b.v. aan een meetinstrument, hetgeen een uitwendige spanningsbron overbodig maakt. Dit praktische voordeel heeft gemaakt dat zulke „foto-elementen" uitgebreid worden toegepast, b.v. in fotografische belichtingsmeters. Ook de zg. zonnebatterijen bestaan uit deze elementen.

Er zijn verscheidene mechanismen waardoor het potentiaalverschil kan ontstaan. Bij het belangrijkste is er een barrière aanwezig, zoals in een *P-N*-overgang of bij het contact van een metaal en een halfgeleider. In

Dr. L. Heijne, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beide gevallen is er een „ingebouwd" elektrisch veld, hetgeen blijkt uit de kromming van de banden ter plaatse. In het onderstaande zullen we ons alleen bezighouden met *P-N*-overgangen. Het bandenschema daarvan is geschetst in *fig. 1a*. Verder nemen we in dit hoofdstuk aan dat de excitatie homogeen is.

Worden in het gebied van de barrière paren ladingdragers vrijgemaakt, dan worden die door het veld gescheiden. Wanneer er een gesloten uitwendige stroomkring is, zal er een elektrische stroom I_f gaan vloeien, die sterker is naarmate het aantal in het barrièregebied geabsorbeerde lichtquanta groter is, en dus eveneens naarmate de verlichtingssterkte groter is. Hierbij dient nog te worden opgemerkt dat tot deze stroom ook wordt bijgedragen door ladingdragers die *buiten* de barrière gevormd zijn, maar zo dicht erbij dat ze deze binnen hun levensduur door diffusie kunnen bereiken. Voor het *P*-gebied betreft dit de elektronen, voor het *N*-gebied de gaten, algemeen dus: de minderheidsladingdragers (fig. 1*b*). De gemiddelde breedte van het gebied waaruit deze ladingdragers afkomstig zijn is de zg. diffusie-recombinatielengte L. Dikwijls is L aanzienlijk groter dan de breedte van de *P-N*-overgang zelf; in het volgende nemen we aan dat dit steeds het geval is.

Wanneer de stroomkring open is, zal er door de verplaatsing van de ladingdragers een potentiaalverschil U_f ontstaan van zodanige richting dat het inwendige veld ten dele gecompenseerd wordt (fig. 1*c*). Dit potentiaalverschil kan niet groter zijn dan overeenkomt met de sprong die E_c en E_v ter plaatse van de *P-N*-overgang maken in de onverlichte stof. (In de praktijk is dit maximum meestal niet bereikbaar.)

We willen nu voor het geval van een verlichte *P-N*-overgang het verband afleiden tussen de bij een bepaalde verlichtingssterkte optredende waarde van de fotospanning U_f en de kortsluitstroom. We beperken ons daarbij tot een zo lage verlichtingssterkte dat de fotospanning aanzienlijk kleiner is dan de limietwaarde. In dat geval blijft er steeds een duidelijke barrière bestaan.

Het uitgangspunt voor de berekening is de volgende overweging. Wanneer de fotostroom begint te vloeien, gaat b.v. in het geval van fig. 1*c* in het *N*-gebied E_c omhoog. Daardoor gaat er in de barrière een stroom vloeien tegen de fotostroom in, juist zoals zal gebeuren wanneer men een uitwendige spanning in de doorlaatrichting aanlegt. De fotospanning U_f heeft zijn eindwaarde bereikt wanneer deze tegenstroom in sterkte gelijk geworden is aan de fotostroom. Men kan dus het verband tussen de kortsluitstroom en U_f direct afleiden uit de stroom-spanningskarakteristiek die het element in onbelichte toestand te zien geeft, in het bijzonder het deel daarvan dat betrekking heeft op het aanleggen van een spanning in de doorlaatrichting. Wat er dan in de *P-N*-overgang plaatsgrijpt, is toegelicht in *fig. 2*.

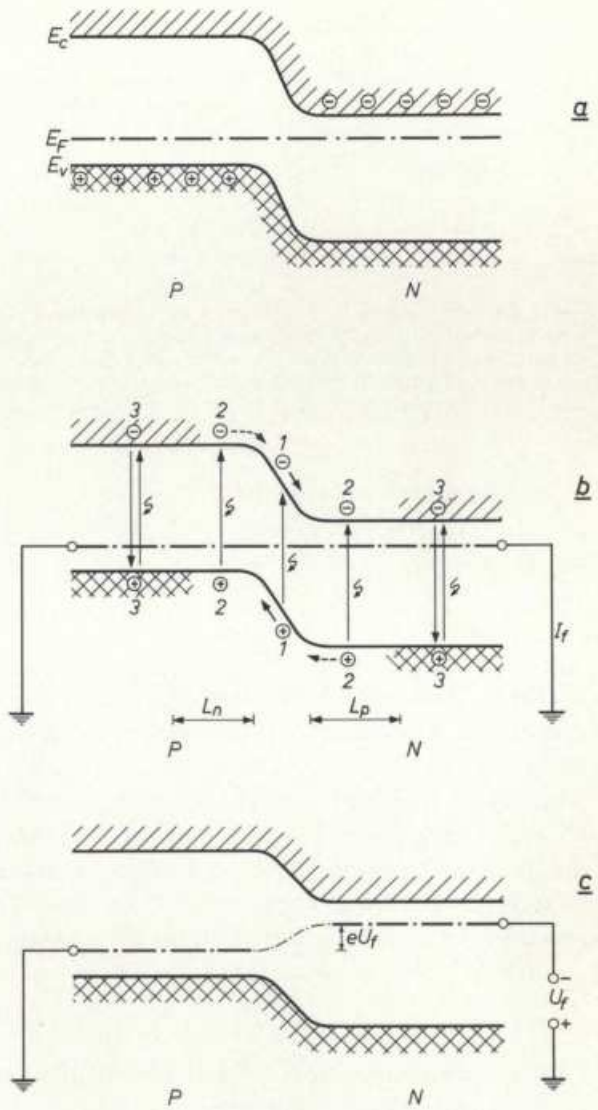


Fig. 1. Ter toelichting van het fotospanningseffect. *a*) Verloop van de grenzen van de geleidingsband (ondergrens E_c) en de valentieband (bovengrens E_v) in de omgeving van een *P-N*-overgang. Ter plaatse van de overgang vertonen E_c en E_v een helling. De punt-streeplijn E_F representeert het Fermi-niveau.
b) Ladingdragers die door licht zijn vrijgemaakt in de barrièrezone (*1*), worden door het „ingebouwde" veld gescheiden en er ontstaat een fotostroom I_f. Tot deze stroom wordt ook bijgedragen door ladingdragers (*2*) die zijn vrijgemaakt op gemiddeld minder dan één diffusie-recombinatielengte (L_n resp. L_p) van de barrière en daar naartoe diffunderen. Ladingdragers die nog verder van de barrière worden vrijgemaakt (*3*) recombineren zonder een bijdrage tot de fotostroom I_f geleverd te hebben. Alleen de door het licht vrijgemaakte ladingdragers zijn hier getekend.
c) Zijn het *P*- en het *N*-gebied niet door een uitwendige keten verbonden, dan ontstaat er bij belichting van de barrière een fotospanning U_f. De energie eU_f kan ten hoogste gelijk zijn aan de sprong die E_c en E_v in (*a*) maken in het barrièregebied.

[1] L. Heijne, Fysische grondslagen van de fotogeleiding, I. Grondbegrippen; contacten op halfgeleiders, Philips techn. T. **25**, 262-273, 1963; II. Kinetica van het recombinatieproces; gevoeligheid en responsiesnelheid, Philips techn. T. **26**, 235-250, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

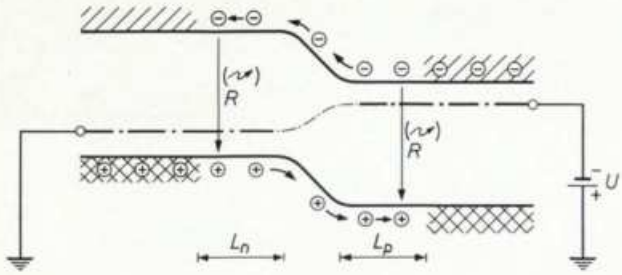


Fig. 2. De fotospanning U_f is even groot als de uitwendige spanning U in de doorlaatrichting die men moet aanleggen om door de barrière een stroom te doen vloeien die gelijk en tegengesteld is aan de fotostroom. De pijlen R stellen schematisch recombinaties voor; deze kunnen gepaard gaan met de emissie van licht.

Volgens het eerste artikel (zie formule I,11 [*] en I,14) kan de genoemde karakteristiek geschreven worden in de vorm:

$$j = j_s\left(\exp\frac{eU}{kT} - 1\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin is e de lading van het elektron, U de aangelegde spanning, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. De constante j_s is de verzadigingswaarde (absoluut) van de dichtheid van de keerstroom bij hoge keerspanning (U sterk negatief). We vinden dus de bij een kortsluitstroom met dichtheid j_f behorende fotospanning U_f door in formule (1) U door U_f te vervangen en j door $-j_f$, en vervolgens U_f op te lossen:

$$U_f = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{-j_f}{j_s} + 1\right). \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

(We rekenen de fotostroom negatief omdat die tegen de doorlaatstroom in loopt. De grootheid $-j_f$ is dus positief.) Desgewenst kan men j_f uitdrukken in de excitatiedichtheid G:

$$j_f = -eG(L_n + L_p). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Deze formule volgt direct uit de overweging dat de fotostroom, zoals hierboven uiteengezet is, wordt bepaald door het aantal ladingdragers dat door het licht wordt vrijgemaakt in gebieden ter breedte van resp. L_n en L_p naast de barrièrezone; de bijdrage van deze zone zelf hebben we verwaarloosd.

Omtrent de grootheid j_s, die in (1) voorkomt, kan men het volgende zeggen. Volgens een redenering die analoog is met die welke zojuist gehouden is omtrent de sterkte van de fotostroom in geval van kortsluiting, kan men stellen dat j_s bepaald wordt door de thermische generatie van ladingdragers in het barrièregebied alsmede in gebieden ter breedte L_n resp. L_p aan weerszijden daarvan (fig. 1*b*). Is de breedte van de barrière weer verwaarloosbaar ten opzichte van $L_{n,p}$, dan kan men volgens deze redenering voor j_s schrijven:

$$j_s = e\left(\frac{L_n n_m}{\tau_n} + \frac{L_p p_m}{\tau_p}\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

In deze formule zijn τ_n en τ_p de levensduur van resp. elektronen en gaten en n_m en p_m hun concentratie in de gebieden waar ze minderheidsladingdrager zijn. De quotiënten n_m/τ_n en p_m/τ_p zijn dus volgens (I,5) de respectieve dichtheden van de thermische generatie.

We zien dat zowel in j_f als in j_s (en dus ook in U_f) als belangrijke materiaalparameters de diffusie-recombinatielengten L_n en L_p optreden. Men kan berekenen (zie hieronder) dat deze van de levensduur τ en de diffusieconstante D afhangen volgens:

$$L_n = \sqrt{D_n\tau_n} \quad \text{en} \quad L_p = \sqrt{D_p\tau_p}. \quad . \quad . \quad (5)$$

Aangezien volgens de relatie van Einstein (I,8) de diffusieconstante evenredig is met de beweeglijkheid μ, zien we dat, evenals bij de gewone fotogeleiding, de materiaalconstante $\mu\tau$ bepalend is voor de grootte van het effect (vgl. I,7).

Het verband tussen de fotostroom I_f en de fotospanning U_f van een met een uitwendige energieverbruiker belast foto-element volgt uit een combinatie van de vergelijkingen (1) en (3) [2]:

$$I_f = Sj_f = Sj_s\{\exp(eU/kT) - 1\} - eSG(L_n + L_p). \quad (6)$$

Hierin is S de oppervlakte van de doorsnede van het foto-element. Aangezien U geschreven kan worden als het produkt van $-I_f$ en de belastingsweerstand, wordt de bij een bepaalde excitatiedichtheid G in de belastingsweerstand vloeiende fotostroom volkomen door (6) bepaald, en hetzelfde geldt dan ook voor het aan de belasting afgegeven vermogen.

Anomaal fotospanningseffect

In de meeste gevallen wordt de fotospanning die optreedt over P-N-overgangen waarmee men in de praktijk te maken heeft zeer bevredigend door formule (2) beschreven. Er zijn echter ook enkele gevallen bekend waar veel hogere fotospanningen gevonden worden. Deze kunnen zelfs vele malen de bandafstand bedragen, b.v. 100 volt (zg. anomaal fotospanningseffect). Voorbeelden hiervan zijn opgedampte lagen van cadmiumtelluride [3] en monokristallen van zinksulfide [4]. Naar alle waarschijnlijkheid ontstaat zo'n hoge fotospanning doordat een groot aantal barrières op de een of andere wijze in serie geschakeld is. Deze veronderstelling wordt gesteund door het feit dat bij de opgedampte CdTe-lagen de sterkte van het effect nauw bleek samen te hangen met de richting van waaruit de laag was opgedampt. In de ZnS-kristallen moet men de barrières vermoedelijk identificeren met de grensvlakken tussen

[*] Formules uit een der beide vorige delen worden hier resp. met de toevoeging I en II aangehaald.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gebiedjes met kubische en met hexagonale structuur, waaruit deze kristallen zijn opgebouwd.

Injectieluminescentie

Ter afsluiting van dit hoofdstuk willen we erop wijzen dat er ook bij barrières veelal een verband bestaat tussen foto-elektrische eigenschappen en luminescentie. In principe kan nl. een foto-element ook als lichtbron werken. Daarvoor moet een elektrische spanning worden aangelegd in de doorlaatrichting. De stroom die dan gaat vloeien bestaat in het gebied vóór de barrière uit meerderheidsladingdragers; in het gebied voorbij de barrière worden ze minderheidsladingdragers (injectie) en recombineren. Dit laatste kan onder uitzending van licht geschieden (fig. 2). Dergelijke *P-N*-lichtbronnen zijn gerealiseerd, b.v. met galliumfosfide [5], en zelfs is het mogelijk gebleken op deze wijze bij galliumarsenide laserwerking op te wekken [6].

Verschijnselen bij niet-homogene excitatie

We willen nu verschijnselen bespreken die optreden als in een homogene fotogeleider de excitatiedichtheid niet overal dezelfde waarde heeft. In de praktijk komt dat veelvuldig voor. Er zal b.v. dikwijls een scherm zijn dat een deel van het licht onderschept en dus een schaduw op de fotogeleider werpt. Een ander geval van niethomogene excitatiedichtheid, dat hierboven reeds genoemd is, heeft men wanneer het op een stof vallende licht daarin sterk geabsorbeerd wordt en de intensiteit dus naar binnen toe afneemt.

De uitwendige effecten die bij niet-homogene excitatie optreden, of kunnen optreden, zijn alle een gevolg van het feit dat bij inhomogene excitatie ook de dichtheid van de ladingdragers inhomogeen is, wat aanleiding geeft tot diffusie. Deze diffusie is enigszins gecompliceerd van aard doordat er nu eenmaal *twee* soorten ladingdragers zijn, de elektronen en de gaten, waarvan de lading van teken verschilt. Gewoonlijk verschillen ze bovendien in beweeglijkheid. We zullen deze diffusie, die ook van belang is voor allerlei andere halfgeleidende schakelingselementen, nu eerst afzonderlijk bespreken. Daarna behandelen we twee van de uitwendige effecten, het Dember-effect en het foto-magneto-elektrisch effect.

Ambipolaire diffusie van ladingdragers

We beschouwen het geval dat een deel van een fotogeleidend schakelingselement wordt afgeschermd en het overige deel korte tijd gelijkmatig verlicht wordt. Er is dus een gebied waarin de excitatiedichtheid G nul is, dat scherp gescheiden is van een gebied waarin G een ogenblik ongelijk nul is en overal dezelfde waarde heeft. Na de lichtstoot dringen aanvankelijk de meest beweeglijke ladingdragers in groteren getale het afgeschermde gebied binnen dan de minder beweeglijke. Stel dat de meest beweeglijke ladingdragers de elektronen zijn. Er ontstaat dan in het afgeschermde gebied een negatieve ruimtelading en in het andere een positieve. Dit gaat vergezeld van het optreden van een elektrisch veld, dat de elektronen — die voorop gaan — remt en de gaten versnelt. Wanneer de concentraties van de ladingdragers zo hoog zijn dat er bij een relatief klein verschil in concentratie reeds een grote ruimtelading is, en dus een sterk veld, dan heeft dit veld een zodanig corrigerende invloed op de beweging van de ladingdragers dat beide soorten in vrijwel gelijke mate het afgeschermde gebied binnendiffunderen. Dit is de zg. ambipolaire diffusie (*fig. 3*). Formeel kan men de ambipolaire diffusie met goede benadering beschouwen als een gewone diffusie

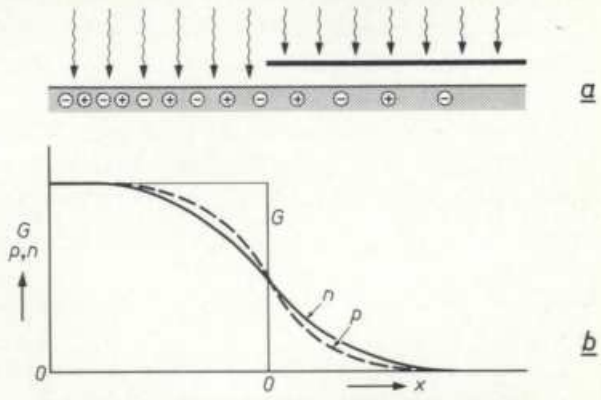


Fig. 3. Ambipolaire diffusie. *a*) Wordt een verlichte fotogeleider gedeeltelijk afgeschermd, dan diffunderen ladingdragers uit de omgeving van de grens tussen licht en donker het onverlichte gedeelte binnen. *b*) Het verloop van de excitatiedichtheid G en van de op zeker ogenblik aanwezige elektronenconcentratie n en gatenconcentratie p in de richting dwars op de grens (x-coördinaat). Als de concentraties in het verlichte deel hoog genoeg zijn, treedt ambipolaire diffusie op en vallen de curven voor n en p bijna samen. De figuur geldt zowel voor het geval dat de ladingdragers zijn vrijgemaakt door een zeer korte lichtstoot als voor het geval van continue verlichting.

van neutrale paren ladingdragers, aan welke paren een eigen diffusiecoëfficiënt is toegekend, de coëfficiënt van ambipolaire diffusie D_a.

Men kan gemakkelijk afleiden (zie hieronder) dat deze coëfficiënt onder normale omstandigheden gegeven wordt door de algemene formule:

$$D_a = \frac{D_n D_p (n + p)}{n D_n + p D_p}. \quad \ldots \quad (7a)$$

In situaties waarin $n = p$ is, zoals bij intrinsiek

[2] J. Tauc, Photo and thermoelectric effects in semiconductors, Pergamon Press, Oxford 1962, section 3.6.
[3] L. Pensak, Phys. Rev. **109**, 601, 1958.
[4] S. G. Ellis, F. Herman, E. E. Loebner, W. J. Merz, C. W. Struck en J. G. White, Phys. Rev. **109**, 1860, 1958. Een overzicht vindt men in het aangehaalde boek van Tauc [2].
[5] Zie b.v. W. Glässer, H. G. Grimmeiss en H. Scholz, Philips techn. T. **25**, 56, 1963.
[6] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr. en G. Lasher, Appl. Phys. Letters **1**, 62, 1962. Zie ook IBM J. Res. Devel. **7**, blz. 62, 63, 66, 70 en 72, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

materiaal of bij een fotogeleider die zeer sterk verlicht wordt met licht waarvan de quantumenergie juist $E_c - E_v$ is, krijgt de formule voor D_a de eenvoudige vorm:

$$D_a = \frac{2D_nD_p}{D_n + D_p}. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (7b)$$

De coëfficiënt van ambipolaire diffusie is dan dus onafhankelijk van de concentraties. Verschillen D_n en D_p veel, dan is de *kleinste* bepalend. Ingeval b.v. $D_n \gg D_p$ is, vindt men:

$$D_a \approx 2D_nD_p/D_n = 2D_p. \quad . \; . \; . \quad (7c)$$

De ladingdragers diffunderen dan samen met een snelheid die het dubbele is van de snelheid waarmee de langzame gaten in een veldvrij milieu zouden diffunderen.

Is $n \neq p$ (extrinsieke halfgeleider), dan is D_a gelijk aan de diffusiesnelheid van de minderheidsladingdragers. Dit blijkt direct als men nagaat welke vorm (7a) aanneemt in het geval dat $n \gg p$ is. Men vindt dan:

$$D_a \approx D_nD_pn/nD_n = D_p. \quad . \; . \; . \quad (7d)$$

Ook in dit geval is D_a dus onafhankelijk van de concentraties.

Tot nu toe hebben we stilzwijgend aangenomen dat er in het fotogeleidende materiaal geen elektrisch veld was aangelegd. Ook mèt een veld zou een scheiding der ladingen aanleiding geven tot het optreden van een „inwendig" veld dat de ladingen van tegengesteld teken bij elkaar tracht te houden. Dit is in *fig. 4* verduidelijkt voor het geval van een denkbeeldige, plotseling ontstane „wolk" van elektronen en gaten. Behalve het uitbreiden van het gebied van verhoogde concentratie door ambipolaire diffusie, treedt er nu ook een verplaatsing van de gehele wolk op, en wel in de richting waarin de snelste ladingdragers zich in het aangelegde veld zouden bewegen. De beweging van de wolk kan weer beschreven worden door slechts het uitwendig aangelegde veld in rekening te brengen en het „inwendige" extraveld dat door de ruimteladingen ontstaan is, te verdisconteren door aan de wolk een zg. ambipolaire beweeglijkheid toe te kennen.

Voor het afleiden van formule (7a) voor de coëfficiënt van ambipolaire diffusie kan men uitgaan van de formules voor de dichtheid j_n van de elektronenstroom en de dichtheid j_p van de gatenstroom. In een eendimensioneel geval luiden die (vgl. I,9):

$$j_n(x) = e\,n(x)\mu_nF(x) + eD_n\,\mathrm{d}n(x)/\mathrm{d}x, \quad . \; . \quad (8a)$$

$$j_p(x) = e\,p(x)\mu_pF(x) - eD_p\,\mathrm{d}p(x)/\mathrm{d}x. \quad . \; . \quad (8b)$$

Hierin is F de elektrische veldsterkte, n de elektronenconcentratie, p de gatenconcentratie en μ de beweeglijkheid. Men beschouwt nu het geval dat de elektrische keten waarin de halfgeleider is opgenomen, geopend is. Daar er bij geopende keten nergens een nettostroom kan vloeien, moeten de elektronen- en de gatenstroom elkaar overal in de keten juist compenseren. In formule:

$$j_n = -j_p. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (9)$$

Nu zijn bij ambipolaire diffusie de concentraties van de extraladingdragers in ieder punt nagenoeg aan elkaar

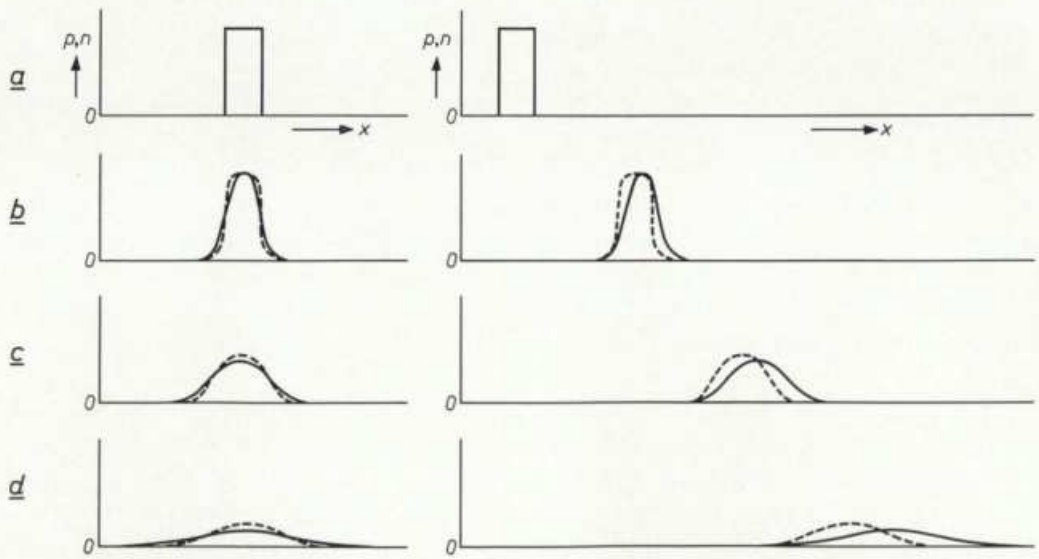


Fig. 4. *a*) Concentratieverloop van de elektronen (n) en gaten (p) na een stootsgewijze belichting. *b*), *c*) en *d*) idem, na verloop van enige tijd resp. mèt (links) en zònder (rechts) de aanwezigheid van een elektrisch veld. Dit veld trekt de ladingdragers die de grootste beweeglijkheid hebben naar rechts. De getrokken lijnen gelden voor de ladingdragers met de grootste beweeglijkheid, de streeplijnen voor die van de andere soort. Het oppervlak onder beide krommen is steeds gelijk, maar wordt door de recombinatie wèl geleidelijk kleiner.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gelijk (vgl. fig. 3), zodat, statistische fluctuaties daargelaten:

$$dn/dx = dp/dx. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Maakt men gebruik van de gelijkheden (9) en (10) en van de relatie van Einstein (I,8), en elimineert men uit (8a) en (8b) de grootheid F, die hier dus de sterkte van het inwendige veld is dat de gezamenlijke diffusie bewerkt, dan vindt men:

$$j_n = \frac{eD_nD_p(n+p)}{nD_n + pD_p} \frac{dn}{dx}. \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Wanneer men dit proces wil beschrijven als een zuivere diffusie, met de ambipolaire-diffusiecoëfficiënt D_a, dan moet men stellen:

$$j_n = eD_a\, dn/dx. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Uit (11) en (12) volgt direct formule (7a).

Uiteraard geldt (7) alleen wanneer in thermisch evenwicht de concentraties n en p niet van x afhangen, en er ook geen ruimteladingen optreden. De omgeving van contacten alsmede oppervlakken zijn dus stilzwijgend uitgesloten. In die gebieden heerst vaak geen elektroneutraliteit, en ook bij thermisch evenwicht komen daar elektrische velden en concentratiegradiënten voor.

De diffusie-recombinatielengte

We willen nu bezien over welke afstand ladingdragers door ambipolaire diffusie in een onverlicht deel van een fotogeleider doordringen. Deze afstand is niet onbeperkt groot, doordat de ladingdragers wegens de recombinatie geen onbeperkte levensduur heben. We veronderstellen thans dat het verlichte deel *continu* verlicht wordt en dat de overige voorwaarden zodanig zijn dat de diffusie kan worden beschreven met een coëfficiënt van ambipolaire diffusie (zie hierboven).

Volgens formule (I,5) geldt voor de recombinatiedichtheid R van de elektronen:

$$R = n(x)/\tau. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Hierin is τ de levensduur van de ladingdragers en $n(x)$ hun concentratie ter plaatse x (fig. 3*b*). De dichtheid van de (elektronen-)diffusiestroom bedraagt:

$$j_n = -j_p = eD_a\, dn/dx. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Wegens de continuïteit van de stroom moet de divergentie ervan (d.i. in ons eendimensionele geval de afgeleide naar x) gelijk zijn aan de optredende recombinatiestroom eR; er worden in het onverlichte deel van de fotogeleider immers geen ladingdragers vrijgemaakt. Dit geeft:

$$dj_n/dx = eR, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

of, met (13) en (14):

$$d^2n/dx^2 = n/D_a\tau, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

met als oplossing:

$$n(x) = n(0) \exp(-x/L_a), \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

waarin $L_a = \sqrt{D_a\tau}$ is en $n(0)$ de waarde van n op de grens van het verlichte en het onverlichte deel. De grootheid L_a, die de dimensie van een lengte heeft, is een maat voor de afstand waarover de ladingdragers in het niet-verlichte deel binnendringen.

We merken nog op dat de in het eerste hoofdstuk ingevoerde grootheden L_n en L_p (5) niets anders zijn dan de waarden van L_a in resp. het N- en het P-gebied. De grootheden D_n en D_p in de formules (5) representeren inderdaad D_a, want in het daar behandelde geval ($n \neq p$) geldt voor D_a formule (7d).

Het zal duidelijk zijn dat de bovenstaande beschouwing niet gebonden is aan de plaatselijke vrijmaking van ladingdragers door *licht*. Hij is b.v. evenzeer van toepassing op de diffusie van elektronen naar het P-gebied en van gaten naar het N-gebied die optreedt als men op een P-N-overgang een spanning in de doorlaatrichting aansluit (fig. 2), zoals in een diode of in de basis van een lagentransistor [7].

In de tot nu toe gegeven beschouwingen is steeds stilzwijgend verondersteld dat alle ladingdragers geheel vrij zijn, met andere woorden: dat er geen vangplaatsen aanwezig zijn. Wordt van een soort ladingdragers een aanzienlijk deel in vangplaatsen vastgehouden, dan moet men rekenen met een effectieve beweeglijkheid, en dus evenzo met een effectieve diffusielengte. Deze wordt gevonden door de gewone diffusielengte te vermenigvuldigen met een factor die gelijk is aan het quotiënt van de concentraties van de vrije en de gevangen elektronen. Men treft een dergelijke situatie o.a. aan in CdS, waar de gaten zeer snel door vangplaatsen gebonden worden, zodat bij excitatie aan het oppervlak de ladingdragers nauwelijks in het kristal kunnen doordringen.

Het Dember-effect

Wanneer gaten en elektronen een verschillende beweeglijkheid hebben, kan de diffusie aanleiding geven tot een soort fotospanningseffect dat, naar z'n ontdekker, het Dember-effect genoemd wordt [8]. In *fig. 5* is schematisch weergegeven waardoor deze fotospanning ontstaat. Men ziet daar een stuk fotogeleidend materiaal geschetst dat aan beide zijden is voorzien van een elektrode; de linkerelektrode laat licht door, zodat het van links opvallende licht in de fotogeleider kan doordringen. De indringdiepte van de gebruikte lichtsoort is gering, zodat slechts excitatie optreedt in het door een grijze strook aangeduide gebied. Nemen we weer aan

[7] Zie b.v. de behandeling hiervan in W. Shockley, Electrons and holes in semiconductors, Van Nostrand, New York 1950, en in E. Spenke, Elektronische Halbleiter, Springer, Berlijn 1965 (2e ed.).

[8] H. Dember, Phys. Z. **32**, 554, 1931 en **33**, 207, 1932.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat de elektronen sneller diffunderen dan de gaten, dan zal de rechterelektrode negatief geladen worden en er zal tussen A en B een potentiaalverschil ontstaan.

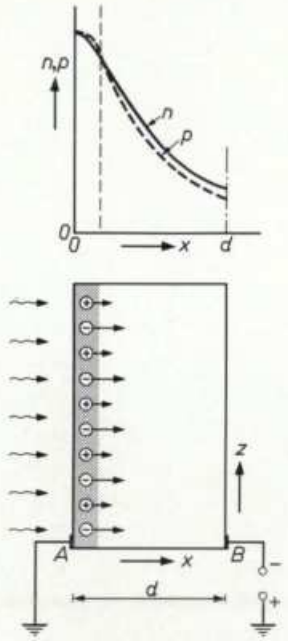


Fig. 5. Het Dember-effect. Bij excitatie in een oppervlaklaag (geschaduwd) leidt het verschil in diffusiesnelheid van beide soorten ladingdragers tot een potentiaalgradiënt in de richting loodrecht op het oppervlak en dus tot een potentiaalverschil tussen de elektrodes A en B op de voor- en achterkant van een eenzijdig belicht kristalplaatje. De figuur geldt voor het geval dat de elektronen de grootste beweeglijkheid hebben. Boven, schematisch, de concentratieverdeling over de dikte van zo'n plaatje; de getrokken curve geldt voor de elektronen.

De waarde hiervan, de Dember-spanning, kan uit de gegeven formules direct afgeleid worden. We veronderstellen weer dat de concentraties van de door het licht vrijgemaakte ladingdragers overal in het preparaat voldoend hoog zijn om „ambipolaire" stroming te garanderen. Bovendien nemen we aan dat de stof in het donker een isolator is, zodat de in thermisch evenwicht aanwezige ladingdragerconcentraties in het niet vallen tegenover die welke men heeft na het inschakelen van het licht. In dat geval kunnen we op elke plaats x de concentraties n en p gelijkstellen, evenals hun afgeleiden $\mathrm{d}n/\mathrm{d}x$ en $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$. De in ons geval optredende sterkte F_D van het veld dat gaten en elektronen bijeen tracht te houden, vindt men door F op te lossen uit (8a) en (8b) voor het geval $j_n = -j_p$ (de elektrische keten is geopend). Men vindt dan:

$$F_D = -\frac{kT}{e}\,\frac{D_n - D_p}{n(D_n + D_p)}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}. \quad . \quad (18)$$

Substitueren we hierin

$$\mathrm{d}n/\mathrm{d}x = -n/L_a, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

welke betrekking we vinden door differentiëren van (17), dan kan de Dember-veldsterkte F_D worden geschreven als:

$$F_D = \frac{kT}{e}\,\frac{D_n - D_p}{D_n + D_p}\,\frac{1}{L_a}. \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

De Dember-spanning U_D vindt men hieruit door te integreren over de dikte d van het preparaat:

$$U_D = -\int_0^d F_D\,\mathrm{d}x = \frac{kT}{e}\,\frac{D_n - D_p}{D_n + D_p}\,\frac{d}{L_a}. \quad (21)$$

We zien dat in het hier beschouwde geval van een sterk verlichte isolator de Dember-spanning onafhankelijk is van de ladingdragerconcentratie en dus onafhankelijk van de verlichtingssterkte. Het teken van deze fotospanning hangt af van het verschil van de diffusiecoëfficiënten en geeft dus direct aan welke van beide soorten ladingdragers de snelste is.

Wanneer uit andere metingen de waarden van D_n en D_p bekend zijn, dan kan de ambipolaire-diffusielengte gevonden worden uit de door (21) gegeven verzadigingswaarde van de Dember-spanning bij sterke belichting. Zijn D_n en D_p onbekend, maar weet men dat de ene diffusieconstante groot is ten opzichte van de andere, dan is $(D_n - D_p)/(D_n + D_p) \approx 1$ (of -1) en levert de meting direct de waarde van de diffusielengte van de langzaamste ladingdragers op (verg. 7c).

Metingen van de Dember-spanning zijn tot nu toe in de praktijk vrijwel uitsluitend verricht voor *kwalitatief* onderzoek. Doordat de zetel van het effect de vlak onder het oppervlak gelegen laag van de fotogeleider is, zijn er gewoonlijk vrij ernstige storingen door de daar aanwezige ruimtelading. Zoals reeds is opgemerkt, geven de daarmee samenhangende (reeds in onverlichte toestand optredende) randvelden óók aanleiding tot fotospanningen, waarvoor moeilijk te corrigeren is.

Het foto-magneto-elektrisch effect

Het zojuist besproken Dember-effect is het optreden van een fotospanning in de richting waarin de diffusie van de ladingdragers geschiedt. Het is duidelijk dat loodrecht op deze richting, in fig. 5 b.v. in de z-richting, om redenen van symmetrie geen potentiaalverschil te verwachten is, tenminste wanneer de belichting in deze richting uniform is.

De situatie verandert evenwel wanneer er een magneetveld wordt aangelegd, b.v. in de y-richting (*fig. 6*). De in de x-richting stromende elektronen en gaten ondervinden dan een Lorentz-kracht, die in ons voorbeeld de gaten naar boven en de elektronen naar beneden doet afbuigen. Het contact P krijgt daardoor een positieve potentiaal ten opzichte van het contact Q. Is er een uitwendige verbinding tussen P en Q, dan zal daarin dus een fotostroom gaan vloeien [9]. Dit ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schijnsel wordt foto-magneto-elektrisch effect (afgekort: PME-effect) genoemd en is op te vatten als een Hall-effect van de twee diffusiestromen. Het zal altijd optreden wanneer er twee diffusiestromen zijn en er een magneetveld is aangelegd, dus ook in het bijzondere geval dat μ_n en μ_p gelijk zijn, het geval dus waarin de Dember-spanning nul is.

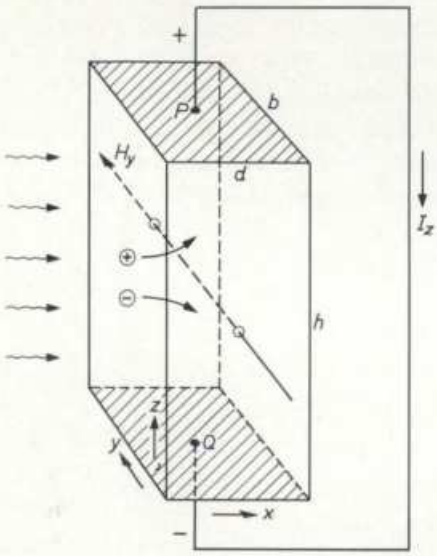


Fig. 6. Het foto-magneto-elektrisch effect (PME-effect) treedt op in dezelfde situatie als waarin men het Dember-effect kan verwachten (fig. 5), wanneer er bovendien een magneetveld is, evenwijdig met het verlichte oppervlak. Men kan het PME-effect beschouwen als het Hall-effect van de beide diffusiestromen (resp. van gaten en elektronen): er ontstaat een potentiaalverschil tussen de elektrodes P en Q of, als men die verbindt, een stroom I_z in de uitwendige keten.

De grootte van het effect kan eenvoudig berekend worden. We zullen, zoals ook bij het Dember-effect, het geval beschouwen van een isolator die alleen aan het oppervlak sterk geëxciteerd wordt. Voor de z-component van de Lorentz-kracht die de bewegende deeltjes ondervinden, geldt:

$$K_z = \pm eH_y v_x, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

waarin v_x de snelheid van de deeltjes in de x-richting voorstelt. Het plusteken geldt voor gaten, het minteken voor elektronen. Vat men de Lorentz-kracht op als een veldsterkte F_z, dan kan men volstaan met het plusteken en geldt er:

$$F_z = H_y v_x. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

De snelheid v_x kunnen we vinden door de dichtheid van de deeltjesstroom te delen door de concentratie van de deeltjes. De genoemde stroomdichtheid volgt direct uit formule (14):

$$j_p/e = -D_a \, dn/dx. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Vervangen we hierin nog dn/dx door $-n/L_a$ (verg. 19), dan vinden we:

$$v_x = j_p/ne = D_a/L_a. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

De Lorentz-veldsterkte (23) wordt dan:

$$F_z = H_y D_a/L_a. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Als het magneetveld homogeen is, is F_z onafhankelijk van de coördinaten. De PME-spanning U_{PME} is dan eenvoudig het produkt van deze veldsterkte en de hoogte h van het kristal (zie fig. 6):

$$U_{PME} = hH_y D_a/L_a. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

We zien dat onder de beschouwde omstandigheden de grootte van het PME-effect niet meer afhankelijk is van de excitatie maar alleen van de „ambipolaire" grootheden D_a en L_a. Zoals we reeds besproken hebben, worden deze vaak grotendeels bepaald door de eigenschappen van de minderheidsladingdragers of van de minst beweeglijke ladingdragers (vgl. 7c en d). Ook hebben we gezien dat $L_a = \sqrt{D_a \tau}$ is. Wanneer de levensduur τ uit andere metingen bekend is, geeft het PME-effect dus de mogelijkheid om de beweeglijkheid van de minderheidsladingdragers te bepalen. Dit is zeer welkom, omdat bij de gebruikelijke metingen van het geleidingsvermogen en het Hall-effect juist de eigenschappen van de ladingdragers van het andere type meer naar voren komen.

Ook is het PME-effect van groot nut voor het bestuderen van oppervlakverschijnselen. Als men met licht werkt dat zeer sterk geabsorbeerd wordt, zodat nagenoeg alle elektronen en gaten direct onder het oppervlak worden vrijgemaakt, dan komt de invloed van het oppervlak tot uiting in de sterkte van de PME-kortsluitstroom.

Berekening van de PME-kortsluitstroom

Wanneer in het geval van fig. 6 de contacten P en Q verbonden zijn door een geleider met zeer geringe weerstand, dan vloeit er in het kristal in de z-richting een elektrische stroom waarvan de dichtheid gegeven wordt door:

$$j_z = n(x)e(\mu_n + \mu_p)F_z = n(x)e(\mu_n + \mu_p)H_y D_a/L_a. \quad . \quad (28)$$

Hierin is n, de concentratie van de ladingdragers, weer een functie van x en hetzelfde geldt derhalve voor j_z. Om de totale stroom I_z in de z-richting te vinden, moeten we dus vermenigvuldigen met de afmeting b in de y-richting en integreren over de dikte d. Voor $n(x)$ substitueren we daartoe de uitdrukking die men vindt in het rechterlid van formule (17), waarin nu $n(0)$ de concentratie aan het oppervlak voorstelt:

$$I_z = b \int_0^d j_z \, dx = bn(0)e(\mu_n + \mu_p) \frac{H_y D_a}{L_a} \int_0^d \exp \frac{-x}{L_a} \, dx$$

$$= bn(0) \, e(\mu_n + \mu_p)H_y D_a \{1 - \exp(-d/L_a)\}. \quad . \quad (29)$$

[9] T. S. Moss, L. Pincherle en A. M. Woodward, Proc. Phys. Soc. **B 66**, 743, 1953. P. Aigrain en H. Bulliard, C.R. Acad. Sci. Paris **236**, 595, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor D_s geldt in het beschouwde geval formule (7a). We zien dat, evenals de PME-spanning, ook de PME-kortsluitstroom afhankelijk is van de grootheden D_s en L_a. Bovendien is de stroom evenredig met $n(0)$, de concentratie van de door het licht vrijgemaakte ladingdragers aan het oppervlak.

Oppervlakeffecten

De algemene beschouwingen over de quantumtoestanden van elektronen in een kristal, die in het eerste artikel besproken zijn, gelden alleen voor een kristal zonder grenzen. Het bestaan van een kristaloppervlak als einde van het kristal past niet in het beeld van een streng periodiek rooster. Hoewel voor de praktijk de opvatting over de quantumtoestanden in het inwendige van het kristal geen correctie behoeft, zal het duidelijk zijn dat elektronen die zich bij het oppervlak bevinden, quantumtoestanden zullen kunnen bezetten die niet overeenkomen met die van het inwendige van het kristal. Deze zg. oppervlaktoestanden onderscheiden zich dan ook zowel van de toestanden in de geleidings- en de valentieband als van de quantumtoestanden van elektronen die gebonden zijn aan gelokaliseerde stoorcentra in het kristal. Ook hebben oppervlakniveaus meestal een andere vangkans voor elektronen en gaten dan de stoorcentra.

Behalve de oppervlaktoestanden die een directe consequentie zijn van de eindigheid van de afmetingen van het kristalrooster, treden aan het oppervlak van een kristal ook toestanden op die samenhangen met op het grensvlak aanwezige vreemde moleculen, atomen of ionen. Deze deeltjes kunnen afkomstig zijn uit het omringende gas, b.v. de atmosferische lucht. De eigenschappen van de corresponderende oppervlaktoestanden, zoals de energie en de vangkans voor elektronen of gaten, hangen sterk af van de aard van het geadsorbeerde deeltje. De situatie wordt nog gecompliceerder als de in het kristal aanwezige ladingdragers invloed hebben op de toestand van de geadsorbeerde vreemde deeltjes (geïoniseerd of niet) en op hun aantal per cm^2. Ter oriëntatie merken we nog op dat het totale aantal oppervlaktoestanden per cm^2 gewoonlijk relatief hoog is; soms is het zelfs van dezelfde orde van grootte als het aantal roosteratomen per cm^2.

Oppervlaktoestanden kunnen de eigenschappen van een kristal als fotogeleider of halfgeleider diepgaand beïnvloeden. In de eerste plaats maakt hun aanwezigheid het mogelijk dat er zich lading op het oppervlak bevindt. Deze oppervlaklading bepaalt onder meer de thermische uittree-arbeid, die in het eerste artikel ter sprake is gekomen. Bovendien kan in het aangrenzende deel van het kristal een tegenlading voorkomen in de vorm van ruimtelading. Dit veroorzaakt, juist zoals we bij het halfgeleider-metaalcontact hebben gezien, een kromming van de banden nabij het grensvlak. In *fig. 7* is een dergelijk geval schematisch voorgesteld. Het betreft hier een halfgeleider van type N op het oppervlak waarvan zich oppervlaktoestanden bevinden die voor de helft met elektronen bezet zijn. Volgens de in het eerste artikel gegeven beschouwingen moet bij thermisch evenwicht het Fermi-niveau E_F dus aan het oppervlak samenvallen met het energieniveau E_s van de oppervlaktoestanden, waarmee de ondergrens E_c van de geleidingsband en de bovengrens E_v van de valentieband vastliggen. In het inwendige van het kristal daarentegen wordt de ligging van E_c en E_v ten opzichte van E_F bepaald door de donorconcentratie, en zal daardoor in het algemeen verschillen van die aan het oppervlak. In het oppervlakgebied is er een positieve ruimtelading in de vorm van geïoniseerde donors, die in een neutraal kristal even groot is als de totale negatieve lading op het oppervlak.

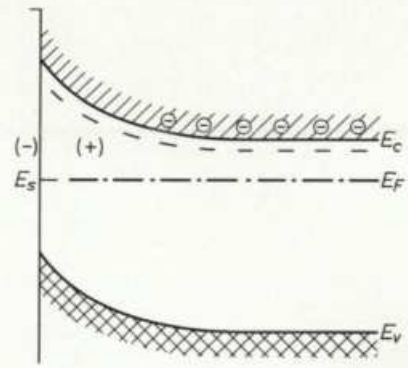


Fig. 7. Bandenschema van het randgebied van een halfgeleider van type N, op het oppervlak waarvan zich een negatieve lading bevindt. Deze heeft de elektronen uit het randgebied verdreven, zodat zich daar een positieve ruimtelading bevindt, gedragen door geïoniseerde donors. In het geschetste geval is de energie E_s van de oppervlaktoestanden gelijk aan de Fermi-energie E_F; de helft van de oppervlaktoestanden is dan met elektronen bezet.

Een tweede eigenschap waardoor oppervlaktoestanden een grote invloed op halfgeleider- en fotogeleidereigenschappen van een kristal kunnen hebben, is dat ze effectieve recombinatiecentra zijn. Speciaal bij zeer zuivere kristallen, die inwendig weinig recombinatiecentra bevatten, komt de preferente recombinatie aan het oppervlak vaak duidelijk naar voren.

Door de relatief sterke recombinatie aan het oppervlak zal een fotogeleidend kristal ongevoeliger zijn naarmate het licht sterker, dat wil zeggen dichter onder het oppervlak, geabsorbeerd wordt. In het algemeen is de absorptie van licht waarvan de quantumenergie iets groter is dan $E_c - E_v$, sterker naarmate de golflengte korter is, en zal de gevoeligheid dus afnemen met afnemende golflengte. Een en ander verklaart waarom de gevoeligheid van een fotogeleidend kristal vaak het grootst is voor licht waarvan de golflengte ongeveer correspondeert met de bandafstand; zie I, fig. 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Daar de oppervlaktoestanden deels samenhangen met adsorptie van gas, is het begrijpelijk waarom de eigenschappen van sommige fotogeleidende kristallen afhangen van de gasatmosfeer waarin ze zich bevinden.

We willen nu de eigenschappen van de oppervlaktoestanden en hun invloed op de eigenschappen van fotogeleidende kristallen wat meer in detail behandelen.

De oppervlakrecombinatiesnelheid

Voor de theoretische beschrijving van het recombinatieproces aan het oppervlak neemt men gewoonlijk aan dat dit proces als (quasi) monomoleculair beschouwd mag worden (zie II): men stelt de „recombinatiestroomdichtheid" R_s, d.i. het aantal per oppervlakteeenheid en per tijdseenheid recombinerende elektronen (gaten), evenredig met de concentratie $n(0)$ van de fotoelektronen. In formule:

$$R_s = s\,n(0). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

De evenredigheidsfactor s wordt oppervlakrecombinatiesnelheid genoemd.

In onze beschouwingen in I en II, waar de recombinatieprocessen steeds verondersteld werden plaats te vinden in het inwendige van een kristal, konden we de ladingdragerconcentraties die bij homogene excitatie optreden, berekenen uit de excitatiedichtheid G en de levensduren τ_n en τ_p (zie I,5). Houden we rekening met de oppervlakrecombinatie, dan zal ook de grootheid s in de formules verschijnen en een des te grotere rol spelen naarmate het licht dichter bij het oppervlak geabsorbeerd wordt. In alle gevallen veroorzaakt de oppervlakrecombinatie een inhomogene ladingdragersverdeling, want ook bij homogene excitatie zal de sterkere recombinatie aan het oppervlak een plaatsafhankelijkheid van de concentratie veroorzaken.

We zullen thans afleiden hoe in de stationaire toestand de concentratie $n(0)$ van de foto-elektronen aan het oppervlak afhangt van de excitatiedichtheid, en wel voor het extreme geval dat de absorptie van het licht uitsluitend plaatsvindt aan het oppervlak, hetzelfde geval dus dat we hebben beschouwd voor het berekenen van het Dember- en het PME-effect. Verder nemen we, evenals daar, weer aan dat de ambipolaire benadering gebruikt mag worden.

Stel dat er aan het oppervlak per seconde en per cm^2 G_s elektronen worden vrijgemaakt, en er ook G_s gaten ontstaan. Deze ladingdragers verdwijnen uit de oppervlakzone, hetzij doordat ze aan het oppervlak recombineren (formule 30), hetzij doordat ze wegstromen. Dit laatste is een ambipolaire diffusie en wordt dus beschreven door (24), waarin men volgens (19) op het oppervlak ($x = 0$) de gradiënt van n mag vervangen door $-n(0)/L_a$:

$$j_p/e = -D_a\,\mathrm{d}n/\mathrm{d}x = n(0)\,D_a/L_a. \quad . \quad . \quad (31)$$

Maken we de balans op, dan krijgen we dus voor de stationaire toestand aan het oppervlak:

$$G_s = sn(0) + n(0)\,D_a/L_a, \quad . \quad . \quad (32)$$

waaruit voor de oppervlakconcentratie volgt:

$$n(0) = G_s/(s + D_a/L_a). \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

Met behulp van (17) kan hieruit ook de concentratie van de foto-elektronen (en dus ook die van de gaten, die bij ambipolaire diffusie daaraan gelijk is) op elke plaats $x \neq 0$ als functie van de excitatiedichtheid gevonden worden.

Vergelijken we formule (33) voor de foto-elektronenconcentratie aan het oppervlak met de vergelijking $n = G\tau$ (I,5), die voor het inwendige van een kristal bij homogene excitatie geldt, dan zien we dat in plaats van τ de uitdrukking $1/(s + D_a/L_a)$ is verschenen. In de noemer van deze uitdrukking onderscheidt men de aandelen van het recombineren aan het oppervlak en van het wegstromen van het oppervlak met een daarop volgende recombinatie. We willen er nog op wijzen dat $1/(s + D_a/L_a)$ niet dezelfde dimensie heeft als τ, doordat G_s een excitatiedichtheid per oppervlakte-eenheid is en G een excitatiedichtheid per volume-eenheid.

Behalve s kan men alle in (33) optredende grootheden experimenteel bepalen, zodat s berekend kan worden. De excitatiedichtheid volgt bij een sterk absorberende stof direct uit de verlichtingssterkte, D_a/L_a kan worden gevonden door metingen van het PME-effect (vgl. 27) en $n(0)$ kan, als de beweeglijkheden bekend zijn, worden gevonden uit het oppervlakgeleidingsvermogen.

We merken nog op dat ook aan het oppervlak het recombinatieproces lang niet altijd monomoleculair zal verlopen, zoals bij het opstellen van (30) verondersteld is. Gebruikt men deze formule dan toch, dan is s niet langer een materiaalconstante, doch een grootheid die ook afhangt van de verlichtingssterkte [10].

De adsorptie van gas

Ter voorbereiding van de bespreking van de invloed van geadsorbeerd gas op de eigenschappen van een halfgeleider (fotogeleider) en van de invloed van belichting op de adsorptie, moeten we iets zeggen over de adsorptie zelf, de adsorptie dus bij afwezigheid van licht dat ladingdragers kan vrijmaken.

Men kan, gelijk bekend, de gassen onderscheiden in inerte, elektropositieve en elektronegatieve. Bij de elektropositieve zijn de moleculen geneigd een elektron af te staan, bij de elektronegatieve nemen ze een elektron op als zich een gelegenheid voordoet. Een bekend voorbeeld van een sterk elektronegatief gas is zuurstof.

Atomen van een elektronegatief gas die geadsorbeerd

[10] Een voorbeeld hiervan vindt men in G. Brouwer, Philips Res. Repts. **18**, 432, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn aan het oppervlak van een halfgeleidend kristal, kunnen elektronen opnemen uit dat kristal, en daarbij dus overgaan in negatieve ionen. De mate waarin dat geschiedt hangt af van de aard van de halfgeleider, alsmede van de mate waarin het gas elektronegatief is.

Een geadsorbeerd neutraal molecuul of atoom is aan het kristaloppervlak gebonden door London-Van der Waals-krachten. Bezit het een elektrisch dipoolmoment, dan treden ten gevolge daarvan eveneens aantrekkende krachten op, die vooral sterk zijn wanneer ook het kristal een polair karakter heeft. Bij geadsorbeerde *ionen* komt daar de elektrostatische Coulomb-kracht nog bij; vaak is de binding dan nòg aanzienlijk sterker. Men spreekt in het laatste geval wel van *chemisorptie*, in de andere van *fysische adsorptie*. Dit onderscheid is evenwel vrij willekeurig; een scherpe grens is er niet.

De algemene voorwaarde die vervuld moet zijn willen er elektronen uit het kristal overgaan naar een geadsorbeerd gasatoom of -molecuul, is dat daardoor een stabielere toestand moet ontstaan; thermodynamisch uitgedrukt: een toestand van lagere vrije energie. Dit zal het geval zijn wanneer het energieniveau dat het elektron in het geadsorbeerde atoom gaat bezetten, lager ligt dan het Fermi-niveau van de halfgeleider. In thermisch evenwicht wordt de ladingstoestand van het geadsorbeerde gas dan ook geheel bepaald door de relatieve ligging van beide energiewaarden.

De wijze waarop de ligging van het adsorptie-desorptie-evenwicht wordt bepaald door de partiële druk P van het desbetreffende gas en de elektronenconcentratie n in de halfgeleider, schetsen we aan de hand van het voorbeeld van een elektronegatief, tweeatomig gas X_2, waarvan de atomen chemisch eenwaardig zijn. Aan het kristaloppervlak treden dan b.v. de volgende evenwichtsreacties op:

$$X_{2g} \rightleftarrows X_{2a} \; ; \quad [X_{2a}] = k_1 P, \quad . \; . \quad (34a)$$

$$X_{2a} \rightleftarrows 2X_a \; ; \quad [X_a]^2 = k_2 [X_{2a}], \quad . \quad (34b)$$

$$X_a + e^- \rightleftarrows X_a^- \; ; \quad [X_a^-] = k_3 n [X_a]. \quad (34c)$$

(De index g betekent *in het gas*, de index a *geadsorbeerd*. Elk van deze evenwichtsreacties wordt gekarakteriseerd door een constante k_i, die de desbetreffende concentraties met elkaar in verband brengt (massawerkingswet, rechterkolom); de constanten k_i hangen af van de temperatuur. (De relatie $[X_{2a}] = k_1 P$ geldt alleen wanneer het kristaloppervlak voor het grootste deel onbezet is.)

Blijkens (34a) bepalen k_1 en P de concentratie $[X_{2a}]$ van de geadsorbeerde moleculen. Deze laatste en k_2 bepalen de concentratie van de geadsorbeerde atomen (34b), die op zijn beurt, samen met de elektronenconcentratie n, de concentratie van de geadsorbeerde ionen bepaalt (34c). Is n groot — halfgeleider van type N, ofwel: E_F ruim boven het midden van de verboden zone —, dan ligt het evenwicht (34c) sterk rechts. Hetzelfde is bij kleine n reeds het geval wanneer het gas sterk elektronegatief is, want dan is k_3 groot — energieniveau E_a van het aan een atoom gebonden elektron ver onder E_c. In beide gevallen is het grootste deel van het geadsorbeerde gas op het oppervlak aanwezig in de vorm van negatieve ionen en heeft de elektronenconcentratie (dus de donorconcentratie, of de ligging van het Fermi-niveau) een grote invloed op de hoeveelheid geadsorbeerd gas.

Verder terugkerend tot de fysische beschouwingswijze willen we nog twee opmerkingen maken. In de eerste plaats veroorzaakt een toenemende negatieve lading op het kristaloppervlak een opkrullen van de banden en derhalve een stijging van E_a, welke grootheid gekoppeld is aan E_v en E_c (*fig. 8*). De energie E_a komt dan dus steeds dichter bij E_F te liggen, zodat de bezettingskans $f(E)$ volgens de formule van Fermi-Dirac (I,1) geleidelijk kleiner wordt. In de tweede plaats wordt de elektronenconcentratie in de laag vlak onder het kristaloppervlak door het toenemen van de negatieve ruimtelading op het oppervlak sterk verminderd [11]. Daardoor wordt de kans op overgang van een elektron uit de geleidingsband naar het oppervlak steeds geringer. Het instellen van een adsorptie-evenwicht gaat niet zelden uiterst langzaam en kan vele minuten duren.

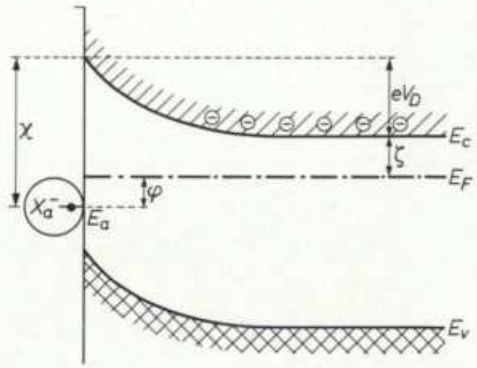


Fig. 8. Als fig. 7, voor het geval dat de negatieve oppervlaklading gedragen wordt door geadsorbeerde, sterk elektronegatieve ionen. De elektronen bezetten daarin een quantumtoestand waarvan de energie E_a een bedrag φ lager ligt dan E_F. Het verschil χ tussen de waarde $E_c(0)$ van E_c aan het oppervlak en E_a is onafhankelijk van E_c: als $E_c(0)$ stijgt, doordat de bandkromming toeneemt (eV_D groter), doet ook E_a dat en wordt φ kleiner.

Het verband tussen de hoeveelheid geadsorbeerd gas en de druk, de zg. adsorptie-isotherm, kan voor het hierboven geschetste geval — elektronegatief gas dat in de vorm van enkelvoudig negatief geladen atomen is geadsorbeerd aan een kristal van type N, afwezigheid van belichting en relatief geringe bezetting van het oppervlak — als volgt worden berekend [12]. Voor een energieniveau dat op een afstand φ beneden het Fermi-niveau ligt (fig. 8), geldt volgens de formule van Fermi-Dirac (I,1) dat de bezettingsgraad $1/\{1 + \exp(-\varphi/kT)\}$ bedraagt. Voor de verhouding tussen $[X_a^-]$, het aantal negatieve gasionen per cm²,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en $[X_a]$, het aantal neutrale gasatomen per cm² op het oppervlak, geldt in plaats van (34c):

$$[X_a^-]/[X_a] = \exp(\varphi/kT). \quad (35)$$

Volgens (34a,b) geldt voor kleine bezettingsgraad:

$$[X_a] = (k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}}. \quad (36)$$

Combineren we de beide laatste vergelijkingen, dan vinden we:

$$[X_a^-] = (k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}} \exp(\varphi/kT). \quad (37a)$$

Vervangen we φ hierin door $(\chi - \zeta - eV_D)$, zie fig. 8, dan gaat (37a) over in:

$$[X_a^-] = (k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}} \exp\{(\chi - \zeta - eV_D)/kT\}, \quad (37b)$$

waarin V_D nog onbekend is.

Nu wordt de negatieve lading van de gasionen op het oppervlak juist gecompenseerd door de positieve lading van de geïoniseerde donors in het ruimteladingsgebied. Deze lading bedraagt eNB, waarin N de donorconcentratie is en B de effectieve breedte van het ruimteladingsgebied. Substitueren we voor B de in het eerste artikel afgeleide uitdrukking (I,17a), dan wordt de bovengenoemde gelijkheid van beide ladingen tot uitdrukking gebracht door de volgende vergelijking:

$$e[X_a^-] = \sqrt{2\varepsilon V_D N e}. \quad (38)$$

Lossen we V_D hieruit op en substitueren we het resultaat in (37b), dan krijgen we het gezochte verband tussen $[X_a^-]$ en de druk P:

$$[X_a^-] = (k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}} \exp\{(\chi - \zeta - e^2[X_a^-]^2/2\varepsilon N)/kT\}. \quad (39a)$$

Daar in het onderhavige geval $N = N_c \exp(-\zeta/kT)$ is (zie I,2a), kan men hiervoor ook schrijven:

$$[X_a^-] = (k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}}(N/N_c) \exp\{(\chi - e^2[X_a^-]^2/2\varepsilon N)/kT\}. \quad (39b)$$

Hoewel door deze vergelijking $[X_a^-]$ niet expliciet in de andere grootheden wordt uitgedrukt, is het wel eenvoudig mogelijk het verband tussen P en $[X_a^-]$ numeriek te vinden, althans wanneer de stofconstanten k_1, k_2, N, N_c, ε en χ bekend zijn. De totale hoeveelheid geadsorbeerd gas is gelijk aan de som van $[X_a^-]$ en $[X_a]$ en we vinden dus een uitdrukking daarvoor (de adsorptie-isotherm) door bij het rechterlid van (39b) het bedrag $(k_1 k_2 P)^{\frac{1}{2}}$ op te tellen (zie 36). Uit verg. (39b) blijkt dat de adsorptie toeneemt als de donorconcentratie N verhoogd wordt, zoals reeds eerder aannemelijk werd gemaakt.

De invloed van belichting op de gasadsorptie

Wanneer door belichting extra-elektronen en -gaten worden vrijgemaakt, kan men de beschouwingswijze van de vorige paragraaf niet meer toepassen. Door de belichting worden de daar beschouwde thermische evenwichten verbroken. De stationaire toestand die ontstaat bij constante belichting, moet gevonden worden door de processen van elektronenvangst en gatenvangst apart te beschouwen en daarvan de balans op te maken.

Deze wijze van behandelen is analoog met die van het in artikel II behandelde geval van een recombinatiecentrum dat in het inwendige van een kristal elektronen uitwisselt met *beide* banden. Men herinnert zich dat wij bij de behandeling van stoffen die twee soorten van dergelijke recombinatiecentra rijk waren, gevallen ontmoet hebben waar bij variatie van de verlichtingssterkte een gebied gevonden werd waarin de niveaubezetting zeer sterk met de verlichtingssterkte veranderde (zie II, fig. 13 en 14). Een dergelijke variatie heeft in het nu beschouwde geval nog enige consequenties die daar ontbraken. In de eerste plaats treedt, wegens de lokalisatie van de centra aan het oppervlak, ook een *macroscopische* ruimtelijke herverdeling van de elektronen op bij verandering van de belichtingstoestand. Hiermee gepaard gaat een verandering van de ruimteladingsverdeling in de randlaag. In de tweede plaats heeft een sterke verandering van de ladingstoestand een verandering van het aantal geadsorbeerde gasatomen ten gevolge, zoals hierboven is uiteengezet.

Om deze verschijnselen te illustreren, willen we twee bijzondere gevallen wat nader beschouwen.

1) Foto-desorptie

Als eerste voorbeeld kiezen we een fotogeleider die donkergeleiding van type N vertoont en waarin de gaten een grote beweeglijkheid hebben. We zullen laten zien dat in dit geval de verlichting een grote invloed heeft op de adsorptie, maar alléén via de gaten.

De geringe invloed van de elektronen is een gevolg van twee omstandigheden. In de eerste plaats zal de verlichting aan de elektronenconcentratie, die in het donker reeds hoog is, relatief nauwelijks iets veranderen. In de tweede plaats bewegen de in de randlaag vrijgemaakte foto-elektronen zich onder invloed van het heersende veld van het oppervlak àf (zie *fig. 9*).

Voor de gaten is de situatie geheel anders. De concentratie daarvan verandert door de verlichting relatief zeer sterk en bovendien bewegen de vrijgemaakte gaten zich door de bandkromming juist naar het oppervlak *toe* (fig. 9). Vele gaten zullen dus door geadsorbeerde ionen gevangen worden, waarbij deze ionen hun lading

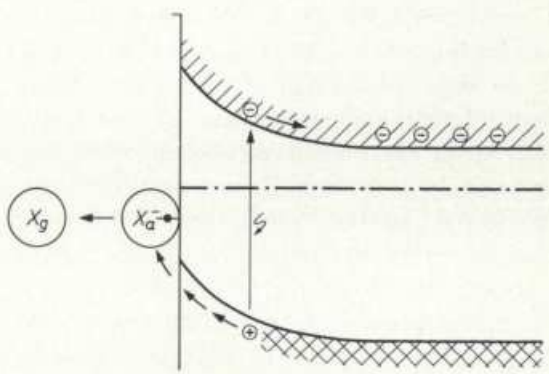


Fig. 9. Foto-desorptie van aan een halfgeleider van type N geadsorbeerde negatieve ionen (X_a^-). De door het licht vrijgemaakte gaten bewegen zich naar het oppervlak en ontladen de atomen, die vervolgens het oppervlak verlaten ($X_a^- + e^+ \rightarrow X_a \rightarrow X_g$).

[11] Zie b.v. A. H. Boonstra, dissertatie, Eindhoven 1967 (ook verschenen als Philips Res. Repts. Suppl. 1968, no. 3). Hierin wordt een onderzoek beschreven omtrent de invloed van gasadsorptie op de elektrische eigenschappen van germanium en silicium.

[12] H. J. Krusemeyer en D. G. Thomas, Phys. Chem. Solids **4**, 78, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verliezen. De concentratie van neutrale atomen op het oppervlak wordt dus hoger, wat tot desorptie leidt (de evenwichten (34b) en (34a) schuiven naar links), de zg. *foto-desorptie*.

Het ontladen van geadsorbeerde ionen door de toestromende gaten heeft nog een tweede gevolg. Door het verminderen van de oppervlaklading wordt de, slecht geleidende, verarmingslaag die zich onder het oppervlak bevindt, dunner en het geleidingsvermogen van het preparaat wordt dus groter. In niet te kleine kristallen is dit effect relatief gering, maar in dunne lagen, of bij preparaten bestaande uit poedervormig materiaal, kan het belangrijk zijn. Men vindt dan een aanzienlijk sterkere fotostroom. Dit soort verschijnselen is uitvoerig bestudeerd aan zinkoxide dat omringd was door een zuurstof bevattend gasmengsel [13].

2) Foto-adsorptie

Als tweede voorbeeld kiezen we dat van een fotogeleider die in het donker isoleert, en waarin de gaten nagenoeg onbeweeglijk zijn. Door de onbeweeglijkheid van de gaten zullen de elektronische processen aan het oppervlak vrijwel uitsluitend plaatsvinden via de geleidingsband. In dit bijzondere geval kan men de processen weer beschrijven op de wijze van (34), uitgaande dus van evenwichtsvergelijkingen. Alleen moet nu in plaats van met het Fermi-niveau, dat voor de onbelichte toestand geldt, gerekend worden met het quasi-Fermi-niveau E_F' van de elektronen (zie I, blz. 266), dat van de verlichtingssterkte afhangt.

We gaan ervan uit dat in de onbelichte toestand het quasi-Fermi-niveau zo laag ligt dat geadsorbeerde atomen nagenoeg geen elektronen kunnen opnemen. Met andere woorden: E_F' ligt dan beneden het energieniveau E_a van elektronen die aan een gasatoom op het oppervlak gebonden zijn (*fig. 10a*). Er zal dan ook weinig gas geadsorbeerd zijn. We nemen nog aan dat er verder ook geen oppervlaklading aanwezig is en de banden dus niet gekromd zijn.

Bij belichting neemt het aantal geleidingselektronen toe, en het quasi-Fermi-niveau van de elektronen komt hoger te liggen. Laat men de verlichtingssterkte zo groot worden dat het stijgt tot boven E_a, dan zullen de geadsorbeerde gasatomen elektronen kunnen gaan vangen (fig. 10*b*). Dit heeft de twee in de inleiding van dit hoofdstuk genoemde gevolgen: er wordt meer gas geadsorbeerd (het evenwicht (34c) schuift naar rechts, en daardoor doen ook (34b) en (34a) dat) en de negatieve oppervlaklading die verschijnt doet de banden omhoog krullen (fig. 10*c*). Er treedt dus door de belichting adsorptie van gas op, zg. *foto-adsorptie*, volgens een mechanisme dat geheel analoog is met de adsorptie ten gevolge van verhoging van het Fermi-niveau door het toevoegen van donors.

Om een groot, goed meetbaar effect te verkrijgen, is het voordelig met licht te werken dat sterk geabsorbeerd wordt, en dus alleen in een dunne laag aan het oppervlak elektronen exciteert. Wanneer men in dat geval de fotostroom meet met contacten die op het verlichte oppervlak zijn aangebracht, vindt men voor die stroom een tijdsverloop dat is weergegeven door de getrokken

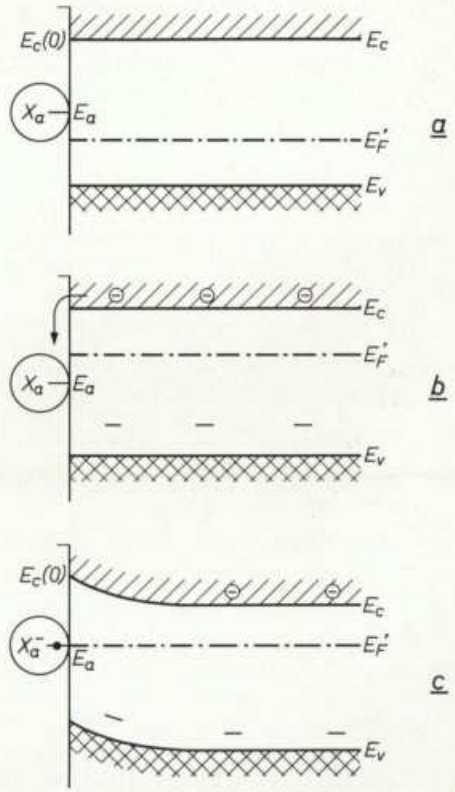


Fig. 10. Foto-adsorptie. *a*) Bandenschema van halfgeleider op de wand waarvan zich geadsorbeerde gasatomen (X_a) bevinden die door de relatief hoge ligging van het beschikbare energieniveau E_a geen elektron hebben opgenomen. (Er wordt verondersteld dat er ook geen andersoortige oppervlaklading is, zodat de banden niet gekromd zijn.) *b*) Na het inschakelen van een zo sterke verlichting dat het quasi-Fermi-niveau E_F' van de elektronen stijgt tot boven E_a, kunnen foto-elektronen uit de geleidingsband dit niveau gaan bezetten ($X_a + e^- \rightarrow X_a^-$). *c*) Hierdoor ontstaat een bandkromming, en het stijgen van $E_c(0)$ brengt E_a op den duur op de hoogte van E_F', waardoor de overgang van elektronen naar de geadsorbeerde atomen tot staan komt. Doordat vele atomen zijn overgegaan in ionen, kan nieuw gas geadsorbeerd worden.

curve in *fig. 11*: de stroom bereikt snel na het inschakelen van de verlichting een maximumwaarde en daalt dan relatief langzaam naar een eindwaarde. Dit is een gevolg van het feit dat na het inschakelen van het licht de nieuwe evenwichtsconcentratie van de elektronen zich veel sneller instelt dan die van de oppervlaklading. In *fig. 12* is een en ander schematisch voorgesteld. Zeer snel na het inschakelen van het licht, waarvan het intensiteitsverloop in het kristal is geschetst in fig. 12*a*, ziet het bandenschema eruit als in fig. 12*b*. Bij het opper-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

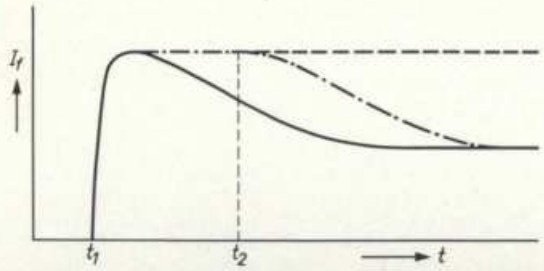


Fig. 11. Verloop met de tijd t van de fotostroom I_f tussen twee contacten op het verlichte oppervlak van een fotogeleider die het licht sterk absorbeert. De stroom bereikt na het inschakelen van het licht (op $t = t_1$) snel een maximumwaarde (instelling van het elektronenevenwicht) en daalt daarna langzaam tot de eindwaarde (instelling nieuwe oppervlaklading). Doet men de proef in vacuüm, dan blijft de daling uit (streeplijn). Laat men in de geevacueerde ruimte gas toe (op $t = t_2$), dan treedt de daling alsnog op (punt-streeplijn).

vlak buigen de banden zich in de laag waarin het licht geabsorbeerd wordt naar beneden, en er zijn in de randlaag relatief veel vrije elektronen. Aanvankelijk is de ladingstoestand van het oppervlak nog nagenoeg onveranderd, maar geleidelijk neemt de oppervlaklading toe, waardoor de band bij het oppervlak gaat opkrullen, het gebied waarin er relatief veel vrije elektronen

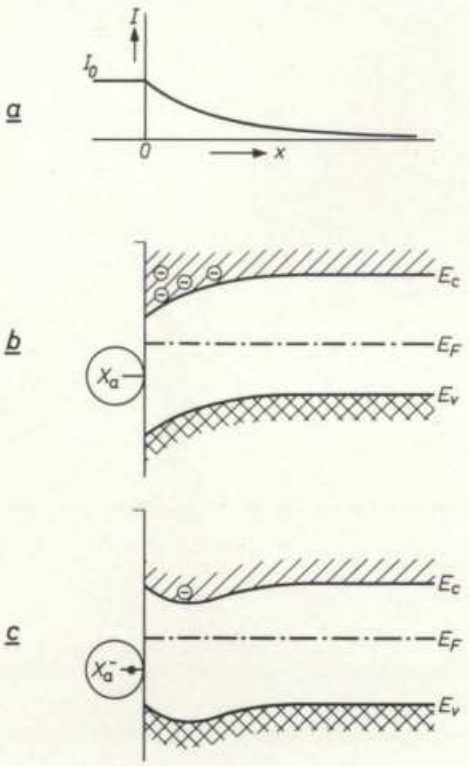


Fig. 12. Instelling van het ladingsevenwicht bij foto-adsorptie van gas aan een het licht sterk absorberende halfgeleider. *a*) Verloop van de lichtintensiteit I onder het oppervlak ($x = 0$) van de halfgeleider. *b*) Kort na het inschakelen van het licht vertonen de banden een kromming naar beneden; in de ladingstoestand van het geadsorbeerde gas is nog geen noemenswaardige wijziging gekomen. *c*) Na enige tijd heeft de oppervlaklading zich kunnen aanpassen aan de toestand die na het inschakelen van de verlichting is ontstaan. Uit een laagje vlak onder het oppervlak is een deel van de extra-elektronen weer verdreven; de banden krullen daar omhoog.

kunnen zijn smaller wordt, en de fotostroom dus afneemt. De eindtoestand is geschetst in fig. 12*c*.

Wanneer men de proef in vacuüm uitvoert, kunnen er wegens het ontbreken van geadsorbeerde atomen geen oppervlakladingen ontstaan en neemt de stroom niet af (streeplijn in fig. 11). Begint men in vacuüm met de belichting (op t_1) en laat men op een later tijdstip (t_2) plotseling gas in, dan krijgt men het verloop van de punt-streeplijn. Het adsorptieproces kan dan immers pas op het tijdstip t_2 beginnen. De besproken effecten zijn o.a. gevonden bij kristallen van cadmiumsulfide die zich in een zuurstofatmosfeer bevonden [14] en ook in bepaalde gesinterde preparaten [15].

Bij de in dit artikel behandelde onderwerpen was er steeds sprake van de een of andere inhomogeniteit: inhomogeniteit in het kristal, inhomogene belichting, en de inhomogeniteit veroorzaakt door de eindige afmetingen. De situaties waren daardoor steeds aanzienlijk gecompliceerder dan die welke men in het inwendige van het kristal aantreft. Toch was de theoretische behandeling relatief eenvoudig, dankzij de toepassing van de „ambipolaire" benadering.

Het gebruik van deze benadering biedt grote mogelijkheden en is in het geheel niet beperkt tot fotogeleiders, ja zelfs niet tot vaste stoffen. De methode stelt ons niet alleen in staat om allerlei problemen die anders bijzonder moeilijk zouden zijn met goede nauwkeurigheid kwantitatief te behandelen, maar heeft bovendien het voordeel dat men een goed inzicht krijgt in de vele effecten die door de wederzijdse beïnvloeding van de twee soorten ladingdragers kunnen optreden. Toepassingen van de „ambipolaire" benaderingsmethode buiten het gebied van de fotogeleiding vindt men in de theorie van transistors en diodes, in de theorie van de diffusie van atomen of roosterfouten in vaste stoffen, in de beschrijving van het gedrag van elektrolytoplossingen en zelfs in de beschrijving van processen die optreden in gasontladingen [16].

Er zij nog op gewezen dat de in het laatste hoofdstuk beschreven processen, die optreden aan het oppervlak van een fotogeleider die zich in een gasatmosfeer bevindt, nauw verwant zijn met verschijnselen die in andere gebieden van fysica en chemie bij grensvlakken optreden [17], b.v. met katalytische processen in de

[13] Zie b.v. G. Heiland, E. Mollwo en F. Stöckmann in Solid State Physics **8**, 191, 1959, speciaal blz. 268, D. A. Melnick, J. chem. Phys. **26**, 1136, 1957 of D. B. Medved, Phys. Chem. Solids **20**, 255, 1961.

[14] P. Mark, RCA Rev. **26**, 461, 1965.

[15] H. Shear, E. A. Hilton en R. H. Bube, J. Electrochem. Soc. **112**, 997, 1965.

[16] Zie b.v. R. Papoular, Phénomènes électriques dans les gaz, Dunod, Parijs 1963, blz. 122.

[17] Een overzicht hiervan vindt men in M. J. Sparnaay, Semiconductor surfaces and the electrical double layer, Adv. Colloid Interface Sci. **1**, 277-333, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

chemie, met grenslaageffecten in de colloïd- en biochemie alsmede met de thermische emissie en de fotoemissie van elektronen uit metalen en halfgeleiders, die in de vacuümelektronica worden toegepast [18].

In de drie delen van deze artikelserie hebben wij slechts de o.i. belangrijkste aspecten van de fotogeleiding behandeld. Vele andere, wellicht niet minder interessante, moesten onbesproken blijven [19]. We denken daarbij aan de vraag door welke factoren de beweeglijkheid van elektronen en gaten bepaald wordt, aan processen die optreden bij absorptie van licht, aan de structuur en de thermodynamica van stoorcentra, aan de vorming en de diffusie van de zg. excitonen en ten slotte ook aan de merkwaardige verschijnselen die optreden bij injectie en extractie van ladingdragers onder invloed van een zeer sterk elektrisch veld [20].

[18] Zie b.v. J. van Laar en J. J. Scheer, Foto-emissie van halfgeleiders, Philips techn. T. **29**, 54-66, 1968 (no. 2).

[19] Zie hiervoor, behalve de in I aangehaalde literatuur [6]: S. M. Ryvkin, Photoelectric effects in semiconductors (Engelse vertaling uit het Russisch), Consultants Bureau, New York 1964, T. S. Moss, Photoconductivity, Reports on Progress in Physics **28**, 15-60, 1965 en L. Heijne, Einige physikalische und chemische Aspekte der Photoleitung, Festkörperprobleme **6**, 127-173, 1967.

[20] Deze worden behandeld in M. A. Lampert, Reports on Progress in Physics **27**, 329, 1964, en in F. Stöckmann, Acta phys. austriaca **20**, 71, 1965.

Samenvatting. In dit derde en laatste artikel van een serie over fotogeleiding worden effecten besproken die samenhangen met inhomogene verlichting, inhomogeniteit van het materiaal (*P-N*-overgangen, contacten enz.) en de eindigheid van een monster. Inhomogeniteiten leiden bijna steeds tot inhomogene verdeling van de concentraties der ladingdragers en dus tot diffusie. Daarbij slepen de ladingdragers van de soort met de grootste beweeglijkheid die van de andere soort mee, maar worden daardoor zelf afgeremd (ambipolaire diffusie). Formeel kan men dikwijls met goede benadering stellen dat elektronen en gaten even snel diffunderen en dit beschrijven met één diffusiecoëfficiënt. Doordat de levensduur beperkt is, diffunderen ze gemiddeld niet verder dan de zg. diffusie-recombinatielengte. Het gewone fotospanningseffect treedt op bij verlichting van een barrière, bij het Dember-effect is er een e.m.k. in de richting van de diffusie door het verschil in diffusiesnelheid van elektronen en gaten, het fotomagneto-elektrisch effect is het Hall-effect van de beide diffusiestromen. Aan een kristaloppervlak kunnen de ladingdragers quantumtoestanden bezetten die in energie en vangkans verschillen van die in het inwendige. Dikwijls zijn deze niveaus, die ook veroorzaakt kunnen worden door geadsorbeerd gas, effectieve recombinatiecentra, die de ladingdragerconcentraties in de laag onder het oppervlak sterk kunnen beïnvloeden. Omgekeerd kan een verandering in deze concentraties ten gevolge van belichting de adsorptie doen toe- of afnemen (foto-adsorptie, fotodesorptie).

Jaargang 29, 1968, no. 7 blz. 205-244 Verschenen 31 juli 1968

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!